НАУЧНЫЙ СОВЕТ ИЗДАТЕЛЬСТВА
«СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

МАЛЕНЬКИЕ ЭНЦИКЛОПЕДИИ

— история — наука — техника — культура — жизнь —

Общая редакция:

Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, С. Р. ГЕРШБЕРГ, О. Н. КАЙДАЛОВА,
М. И. КУЗНЕЦОВ, Ф. Н. ПЕТРОВ, А. И. РЕВИН,
Л. С. ШАУМЯН, Р. Я. ШТЕЙНМАН

МОСКВА — 1969

МАЛЕНЬКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Под редакцией

С. А. АХМАНОВА, М. Е. ЖАБОТИНСКОГО (отв. редактор),
Д. Н. КЛЫШКО, А. Н. ОРАЕВСКОГО, А. В. ФРАНЦЕССОНА,
С. М. ШАПИРО

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

6Ф4(03)
К32

СОТРУДНИКИ РЕДАКЦИИ:

Зав. редакцией — Р. Я. ШТЕЙНМАН
Ст. научный редактор — С. М. ШАПИРО
Мл. редакторы — З. А. КОСАРЕВА, В. В. КУЗНЕЦОВА
Ст. литературный редактор — Т. М. ОРЛОВА
Зав. редакцией библиографии — В. А. СТУЛОВ
Редактор-библиограф — Е. И. ЖАРОВА
Ст. художественные редакторы Б. Е. МАРКОВ, Р. И. БОРОЛИН
Зав. технической редакцией — Т. И. ПАВЛОВА
Технический редактор — В. А. ГРИГОРЬЕВА
Корректорская — М. В. АКИМОВА, Л. Н. ЗНАМЕНСКАЯ, Е. Б. СОКОЛОВСКАЯ

Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. Отв. ред. М. Е. Жаботинский. М., «Сов. Энциклопедия», 1969. 432 с. с илл., 8 л. илл. (Науч. совет изд. «Сов. Энциклопедия». Маленькие энциклопедии. История — наука — техника — культура — жизнь).

Издательство «Советская Энциклопедия».
Москва, Ж-28, Покровский бульвар, 8.

Бумага для текста типографская № 1.
8 вклеек цветной офсетной печати
отпечатаны на Ленинградской фабрике офсетной печати.

Сдано в набор 25 апреля 1969 г.
Подписано к печати 23 октября 1969 г.
Т-08435. Заказ № 410.
Тираж 90 тыс. экз.
Формат 84×108$^1/_{32}$. Объем 13,5 физич. п. л.,
22,68 усл. п. л. текста+0,84 усл. п. л. вклеек.
Всего 23,52 усл. п. л. Уч.-изд. л. 31,39.
Цена 1 экз. книги 1 р. 54 к.

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 1 «Печатный Двор» им. А. М. Горького Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР. Ленинград, Гатчинская ул., 26.

2-3-2
1-69

ПРЕДИСЛОВИЕ

Квантовая электроника — молодая область физики, она существует немногим более 15 лет. Круг ее исследований и приложений чрезвычайно быстро расширяется и углубляется. Начав с создания молекулярных генераторов и парамагнитных усилителей, работающих в радиодиапазоне сверхвысоких частот (мазеров), она быстро «захватила» оптический диапазон, создав мощные источники когерентного света — оптические квантовые генераторы (ОКГ) и усилители (ОКУ), или лазеры. Замечательные свойства лазерного излучения открыли новую эпоху в физике и технике. Возникла и бурно развивается нелинейная оптика, исследующая оптические свойства среды в мощных световых полях. Лазерное излучение успешно используется в технологии, медицине и др. Мазеры нашли важное применение в качестве стандартов частоты и как сверхчувствительные усилители в радиоастрономии, в космической связи и локации.

Достижения квантовой электроники завоевали ей огромную популярность. Квантовой электронике посвящена большая отечественная и зарубежная литература, как специальная — научные статьи, монографии и обзоры в физических и технических журналах, так и популярная — книги, брошюры, журнальные и газетные очерки. Однако при этом выпало промежуточное звено — практически отсутствует литература, которая позволила бы читателю, не имеющему специальной подготовки, с единых позиций уяснить принципы работы квантовых устройств и особенности лазерного излучения глубже, чем это возможно на основе обычного популярного изложения.

Маленькая энциклопедия «Квантовая электроника» представляет собой попытку заполнить этот пробел. Она адресована широкому кругу читателей, интересующихся прогрессом науки и техники: инженерам и техникам, не работающим в этой области, но знающим о технических возможностях квантовых усилителей и генераторов и желающим ознакомиться с сутью физических явлений, лежащих в основе их работы; преподавателям физики школ и техникумов, желающим расширить свой кругозор; студентам младших курсов

и учащимся старших классов школ и технических училищ, для которых квантовая электроника открывает увлекательные перспективы; экономистам, врачам и другим специалистам, заинтересованным в применении достижений квантовой электроники.

Стремление сделать издание доступным и полезным столь широкому кругу читателей и сразу ввести читателя в круг основных идей и направлений исследований в квантовой электронике побудило редколлегию поместить в начале книги пять больших обзорных статей: «Квантовая электроника», «Квантовые стандарты частоты», «Квантовый усилитель», «Лазер» и «Нелинейная оптика». Вторая же часть книги, согласно традиционному для энциклопедических изданий расположению материала, содержит около 260 статей в алфавитном порядке. Часть из них носит терминологический характер: статья дает разъяснение термина и отсылает к более крупным статьям (напр., «Вынужденный переход», «Гигантские импульсы» и др.). Другая группа более крупных статей посвящена описанию физических явлений и закономерностей, необходимых для понимания обзорных статей (напр., «Уровни энергии», «Квантовый переход», «Когерентность», «Зеемана эффект» и др.). В статьях третьей группы рассматриваются отдельные направления развития квантовой электроники, описание которых оказалось невозможным включить в обзорные статьи (напр., «Газовый лазер», «Полупроводниковый лазер», «Квантовый магнитометр» и др.). В статьях 4-й группы рассматриваются вопросы практических применений квантовых устройств, прежде всего в самой физике. Напр., исследование высокотемпературных явлений с помощью лазеров («Лазерное излучение»), получение объемных изображений предметов (точнее, их оптических копий) с помощью лазеров («Голография»), создание генератора света с плавно меняющейся частотой («Параметрический генератор света») и др. Вопросы практических применений квантовой электроники в др. науках и в технике рассмотрены в статьях: «Лазерная обработка материалов», «Лазерная связь и локация», «Лазеры в медицине», «Лазеры в геодезии» и др.

Характер изложения крупных (а также средних) статей таков, что каждая из них является самостоя-

тельной и может быть понята читателем без обязательного обращения к другим статьям. Это повлекло за собой некоторое количество неизбежных повторений, хотя редакция стремилась их ограничить.

Статьи снабжены библиографией, которая содержит как популярные книги и брошюры, так и монографии и статьи в научных журналах.

Следует подчеркнуть, что энциклопедия «Квантовая электроника» не может служить специальным справочником для исследователей, работающих в области квантовой электроники. В энциклопедии сделана попытка ввести читателей в круг идей и проблем этой науки и ее практических приложений. Перечень затронутых вопросов не может претендовать на полноту, т. к. квантовая электроника и по сей день находится в стадии бурного развития.

В создании книги участвовал большой коллектив авторов — сотрудников Физического института Академии наук СССР им. П. Н. Лебедева, Института радиотехники и электроники Академии наук СССР, Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова и др. научно-исследовательских учреждений. Редколлегия выражает глубокую благодарность академику Н. Г. Басову, члену-корреспонденту АН СССР Б. М. Вулу и действительному члену АН БССР М. А. Ельяшевичу за критические указания и помощь.

Редколлегия.

СОКРАЩЕНИЯ, УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

а — ампер
Å — ангстрем
A^+ — однозарядный ион (А — химический символ элемента)
A^{++}, A^{+++}... — двухзарядный ион и т. д.
абс. — абсолютный
англ. — английский
амер. — американский
ат — атом
в. — век
в — вольт
вт — ватт
г.; гг. — год; годы
г — грамм (масса)
Ггц — гигагерц (10^9 *гц*)
гл. обр. — главным образом
град — градус
°С — градус стоградусной шкалы
К — градус шкалы Кельвина
гс — гаусс
гц — герц
дб — децибел
дм — дециметр
дес. — десятки
дж — джоуль
др. — другие
ед. — единица
и т. д. — и так далее
и т. п. — и тому подобное
кв — киловольт
кг — килограмм (масса)
кгц — килогерц
к.-л. — какой-либо
км — километр
const — константа, постоянная
коэфф. — коэффициент
кпд — коэффициент полезного действия
к-рый — который
кэ — килоэрстед
л — литр
м — метр
ма — миллиампер
макс. — максимальный
мвт — милливатт
Мвт — мегаватт
мг — миллиграмм
Мгц — мегагерц
мин — минута (время)
мин. — минимальный
′ — минута (угол)
мка — микроампер
мкм — микрометр (микрон)
мм — миллиметр
мм рт. ст. — миллиметр ртутного столба
Мэв — миллион электрон-вольт
наз. — называется, называемый
нсек — наносекунда, 1 *нсек* = 10^{-9} *сек*
напр. — например
нек-рый — некоторый
неск. — несколько
ОКГ — оптический квантовый генератор
ОКУ — оптический квантовый усилитель
ом — ом
пр. — прочий
рад — радиан, 1 рад = 57°17′44″
рис. — рисунок
СВЧ — сверхвысокие частоты
СГС — абсолютная система единиц (сантиметр, грамм, секунда)
СГСЭ — абсолютная электростатическая система единиц
сек — секунда
″ — секунда (угол)
след. — следующий
см. — смотри
см — сантиметр
сотр. — сотрудники
спец. — специальный
ст. — статья
табл. — таблица
т. е. — то есть
темп-ра — температура
темп-рный — температурный
т. к. — так как
т. н. — так называемый
т. о. — таким образом
тыс. — тысяча (-чи)
ур-ние — уравнение
УКВ — ультракороткие волны
физ. — физический
ф-ла — формула
хим. — химический
ч — час
э — эрстед
эв — электрон-вольт
эдс — электродвижущая сила
эрг — эрг
$\propto$ — подобно, изменяется как...
$\sim$ — порядка величины, пропорционально, асимптотически равно
$\approx$ — приближенно равно
λ — длина волны
ν — циклическая частота
ω — угловая (круговая частота), $\omega = 2\pi\nu$
c — скорость света $\approx 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*
h — постоянная Планка
$\hbar = h/2\pi$
e — основание натуральных логарифмов.

В прилагательных допускается отсечение окончания «ческий», напр. электрич., оптич. и т. д. Векторные величины выделены полужирным шрифтом.

I. ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

Квантовая электроника 11
Квантовые стандарты частоты и времени 35
Квантовый усилитель СВЧ 62
Лазер 89
Нелинейная оптика 119

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

1. Что такое квантовая электроника?

Часто под этим термином понимают совокупность радиотехнич. и оптич. устройств — генераторы, усилители, преобразователи частоты электромагнитных волн, действие к-рых основано на явлении вынужденного (индуцированного) излучения. Вынужденное излучение вещества возникает в результате согласованного по частоте и направлению почти одновременного испускания электромагнитных волн огромным количеством атомов или молекул под действием внешнего электромагнитного поля. Вынужденное излучение может происходить в диапазонах радиоволн, инфракрасного излучения, видимого света и ультрафиолетового излучения (рис. на вклейке в конце книги). Перечисленные устройства наз. квантовыми (квантовый усилитель, квантовый генератор и т. п.) потому, что в них используются электроны, входящие в состав атомов и молекул кристаллов (связанные электроны); движение таких электронов (как и атомов) подчиняется законам квантовой механики. В обычных же ламповых генераторах и усилителях, изучаемых «классической» электроникой, работают свободные электроны, двигающиеся в вакууме. Их движение с достаточной точностью описывается законами классич. механики.

Квантовые устройства обладают рядом важных особенностей, к-рыми они отличаются от своих классич. собратьев. Для оценки этих особенностей рассмотрим отдельно приборы, работающие в радиодиапазоне (длина волны $\lambda > 1$ *мм*), и оптич. устройства ($\lambda < 1$ *мм*). В радиодиапазоне наибольший практический и научный интерес представляют квантовые устройства, наз. атомными и молекулярными генераторами, а также квантовыми парамагнитными усилителями. Их иногда объединяют термином «мазеры» [от первых букв англ. фразы: Microwave amplification by stimulated emission of radiation, что означает: усиление микроволн (сантиметровых волн) с помощью вынужденного излучения].

Основное достоинство атомных и молекулярных генераторов — чрезвычайно высокая стабильность частоты (периода) излучаемых ими электромагнитных волн. Это свойство используется для точного измерения частоты и времени. Эталоны и стандарты частоты и времени на основе атомных и молекулярных генераторов позволили создать атомные и молекулярные часы, суточный уход (изменение периода в течение суток) к-рых всего одна стомиллионная доля секунды (или еще меньше). Лучшие стандарты частоты с *кварцевыми генераторами* (кварцевые стандарты частоты) имеют стабильность в 10—100 раз ниже (подробнее см. *Квантовые стандарты частоты*, *Квантовые часы*).

Квантовые парамагнитные усилители могут усиливать радиоволны с длиной волны в диапазоне от 1 *см* до 50 *см* (СВЧ) и отличаются от обычных усилителей (ламповых, полупроводниковых) чрезвычайно высокой чувствительностью. Это позволяет использовать их в радиоастрономии для приема очень слабых сигналов, а также при радиолокации планет (см. *Квантовый усилитель*).

Излучение оптических квантовых генераторов — лазеров (от первых букв английской фразы: Light amplification by stimulated emission of radiation, что означает: усиление света с помощью вынужденного излучения) отличается столь высокой *монохроматичностью* (т. е. стабильностью частоты), направленностью и мощностью излучения, к-рые недостижимы для обычных источников света (газоразрядных ламп, прожекторов и др.).

Мощность светового потока импульсного рубинового лазера (в луче диаметром 1 *мм*) достигает 10^{11} *вт*. Это больше, чем мощность крупной электростанции (правда, излучение такого лазера длится очень короткое время — около 10^{-11} *сек*). При этом высокие монохроматичность и направленность излучения позволяют сфокусировать электромагнитную энергию на очень малую площадку размером $\sim 10^{-7}$ *см*^{2}. Эта возможность определяет применение импульсных лазеров в технике (для обработки материалов), медицине (напр., при глазных операциях), биологии и в ряде важных физ. исследований (см. *Лазерное излучение*, *Лазер*).

Другой тип лазеров — лазеры непрерывного действия — имеет сравнительно небольшую мощность — от долей *вт* до дес. *квт*, но зато иногда монохроматичность и направленность их излучения еще более высоки. На их основе можно создавать эффективные системы световой связи. Такие системы отличаются от обычных систем связи на радиоволнах возможностью одновременной передачи огромного количества информации — телеграмм, телефонных разговоров, телепередач и т. д. (см. *Лазерная связь и локация*).

Термины лазер и мазер, указывающие на роль вынужденного излучения, не содержат, однако, упоминания о решающей роли *обратной связи* в работе этих приборов (см. ниже). Появление квантовых генераторов и усилителей радиоволн привело к проникновению квантовых представлений и законов в радиофизику — начиная с 50-х гг. радиоинженерам пришлось срочно осваивать квантовую механику. Одновременно на вооружение оптиков были приняты важные понятия радиофизики, напр. понятие обратной связи, когерентности, модуляции и др.

Появление мощных лазеров привело к рождению новой области физики — **нелинейной оптики**. Нелинейная оптика изучает оптич. эффекты, возникающие при взаимодействии вещества с интенсивным светом, создаваемым лазерами. В обычных условиях при переходе светового луча из одной среды в другую изменяется длина световой волны $\lambda = vT$ (T — период колебаний световой волны, v — скорость ее распространения в среде, т. н. фазовая скорость), **частота** же ($\nu = 1/T$) остается неизменной. Неизменность частоты света — один из основных принципов обычной **линейной оптики** (в к-рой распространение световой волны описывается линейными ур-ниями). При облучении же вещества светом лазера напряженность электрич. поля световой волны E может превышать миллионы *в/см*. При этом постоянство частоты исчезает, и законы, описывающие распространение волны, становятся нелинейными. В результате этого привычные оптич. законы существенно изменяются. Напр., известно, что монохроматич. луч, проходя через прозрачную среду, сохраняет свой цвет. Однако красный луч рубинового лазера с длиной волны 0,7 *мкм*, проходя через нек-рые прозрачные кристаллы, частично превращается в ультрафиолетовый ($\lambda = 0{,}35$ *мкм*), т. е. происходит **удвоение частоты** света.

О природе этого явления и вообще об изменении оптич. свойств твердых тел, жидкостей и газов при облучении их светом лазера см. в ст. *Нелинейная оптика*.

Важное прикладное значение нелинейной оптики связано с проблемой создания мощного светового луча с изменяющейся (п е р е с т р а и в а ю щ е й с я) частотой. Часто́ты излучения существующих лазеров фиксированы, а для ряда применений (в световой связи, спектроскопии, химии, биологии) необходим свет с определенной частотой, как правило, не совпадающей с частотой существующих лазеров. Нелинейные оптические свойства некоторых кристаллов, помимо удвоения частоты, позволяют при определенных условиях плавно изменять частоту света (см. *Параметрический генератор света*).

Создание лазеров, являющихся источниками согласованного, или, как говорят, к о г е р е н т н о г о, с в е т а (см. *Когерентность*), дало толчок развитию *голографии* — принципиально нового метода, позволяющего получить объемное, а иногда и цветное изображение предметов (их о п т и ч е с к и е к о п и и).

Теперь можно полнее ответить на вопрос — что такое квантовая электроника? Это — область физики, исследующая взаимодействие электромагнитного излучения с электронами, входящими в состав атомов, молекул, твердых тел и создающая на основе этих исследований квантовые устройства различных диапазонов длин волн и разных назначений.

Границы К. э., возникшей на стыке радиофизики и атомной физики, определены не очень точно. Это характерно для всех молодых быстро развивающихся направлений физики, в особенности «гибридного» происхождения. Сам термин «К. э.» (или часто применяемый близкий термин «квантовая радиофизика») после появления лазеров и нелинейной оптики стал несколько непоследовательным — ведь в «сферу влияния» классич. электроники и радиофизики оптич. явления раньше не включались.

Прежде чем перейти к описанию основных идей К. э., рассмотрим нек-рые важные для К. э. свойства атомов и молекул и закономерности их взаимодействия с электромагнитными волнами.

2. Излучение и поглощение электромагнитных волн веществом

Согласно законам квантовой механики, энергия электрона, связанного в атоме, а следовательно, и энергия атома в целом, не произвольна. Она может иметь лишь определенный прерывный (дискретный) ряд значений $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, ..., $\mathscr{E}_n$, ..., наз. у р о в н я м и э н е р г и и. Этот набор «дозволенных» значений энергии наз. э н е р г е т и ч е с к и м с п е к т р о м атома. Самый нижний уровень энергии $\mathscr{E}_0$ (рис. 1), при к-ром энергия атома — наименьшая, наз. о с н о в н ы м у р о в н е м. Остальные уровни $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ..., $\mathscr{E}_n$ соответствуют более высокой энергии атома и наз. в о з б у ж д е н н ы м и.

При переходе атомного электрона с одного уровня энергии на другой атом может излучать или поглощать электромагнитные волны, частоты к-рых определяются соотношением:

$$\nu_{mn} = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/h. \qquad (1)$$

Здесь h — *Планка постоянная* (равная $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг · сек*), $\mathscr{E}_m$ — конечный, $\mathscr{E}_n$ — начальный уровень. Чем больше разность энергий состояний, между к-рыми происходит переход, тем больше частота электромагнитной волны, испускаемой или поглощаемой при таком к в а н т о в о м п е р е х о д е. Разность энергий между уровнями внешних, валентных электронов атома соответствует энергии излучения видимого света; разность энергий между уровнями внутренних электронов больше, она соответствует рентгеновскому излучению.

Спектр поглощения или излучения вещества, т. е. набор частот электромагнитных волн, излучаемых или поглощаемых его атомами, тесно связан с энергетич. спектром атомов. Именно дискретностью (прерывностью) энергетич. спектра объясняется линейчатый характер спектров поглощения или излучения электромагнитных волн атомами.

Излучение и поглощение электромагнитной энергии атомом происходит отдельными порциями энергии — к в а н т а м и, или ф о т о н а м и, величина к-рых равна $h\nu$. При поглощении фотона $h\nu_{mn}$ энергия атома увеличивается — он переходит «вверх» — с нижнего уровня $\mathscr{E}_m$ на верхний уровень $\mathscr{E}_n$ ($\mathscr{E}_n > \mathscr{E}_m$), при излучении фотона атом совершает обратный переход вниз (рис. 1). Ф-ла (1)

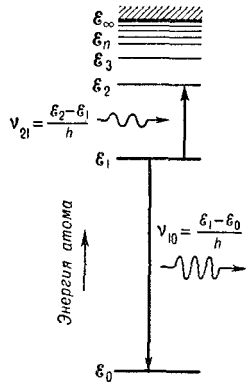


Рис. 1. Энергетические уровни атома водорода; уровень $\mathscr{E}_0$ с наименьшей энергией называется основным, а остальные — возбужденными. Сплошной спектр в верхней части рис. начинается с энергии $\mathscr{E}_\infty = \mathscr{E}_0 + 13{,}5$ *эв* и соответствует ионизированному состоянию атома, т. е. отрыву электрона от атома. Электрон, находящийся на уровне $\mathscr{E}_1$, может или излучить фотон с частотой $\nu_{10} = \frac{\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_0}{h}$ и перейти в основное состояние, или, поглотив фотон с частотой $\nu_{21} = \frac{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1}{h}$, перейти на уровень $\mathscr{E}_2$.

выражает закон сохранения энергии при элементарных актах излучения или поглощения фотонов атомами: энергия излученного или поглощенного фотона в точности равна разности энергии между уровнями атома. Т. о., красный свет неоновых реклам и неоновых лазеров с длиной волны $\lambda = 0{,}63$ *мкм* объясняется тем, что в энергетич. спектре атома неона имеется два уровня, разность энергий к-рых $\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_m = h\nu_{nm} = 3{,}1 \cdot 10^{-12}$ *эрг* $= 1{,}9$ *эв* (1 *эв* — энергия, приобретаемая электроном при прохождении через электрич. поле с разностью потенциалов в 1 *в*; 1 *эв* $= 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ *эрг*). Длина волны λ связана с частотой ν соотношением: $\lambda = c/\nu$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек* — скорость света). В газоразрядной трубке или в лазере атомы неона непрерывно переходят с верхнего уровня $\mathscr{E}_n$ на нижний $\mathscr{E}_m$, испуская при этом фотоны красного света.

Дискретность энергетич. спектра свойственна не только атомам. Она присуща вообще любой системе взаимодействующих друг с другом микрочастиц — молекуле, иону, твердому телу (см. *Уровни энергии*).

Молекула имеет гораздо большее число уровней энергии, чем атом, что отражает сложность ее строения. Одни из них также связаны с движением электронов. Разности энергий между этими уровнями, как и в атоме, велики, они соответствуют видимому и ультрафиолетовому свету и рентгеновскому излучению. Другие уровни молекулы обусловлены колебаниями составляющих ее атомов около положений равновесия. Разности энергий между этими уровнями меньше, они соответствуют инфракрасному излучению. И, наконец, есть уровни, связанные с вращением молекулы как целого. Разности энергий между вращательными уровнями еще меньше, они соответствуют радиоволнам. В твердом теле электронный и колебательный спектры гораздо богаче, чем у изолированных атомов или молекул. Это обусловлено огромным числом атомов и молекул, объединенных в кристаллич. решетке, и их взаимным влиянием (подробнее см. *Квантовый переход*).

Поскольку внутренняя энергия атомов и молекул может принимать лишь дискретный ряд значений, то энергия электромагнитного поля в веществе также изменяется скачками, квантами. Рассмотрим, каким образом происходит обмен энергией между веществом и электромагнитным излучением. При этом для описания электромагнитного излучения будем пользоваться как волновыми, так и квантовыми (фотонными) представлениями. Напр., энергия электромагнитного излучения длины волны λ, пропорциональная его интенсивности, определяется в волновой трактовке квадратом амплитуды волны E^2 (E — напряженность электрич. поля волны), а при квантовом рассмотрении — числом фотонов n.

Спонтанное и вынужденное излучение. Если атом в данный момент времени находится в одном из возбужденных состояний $\mathscr{E}_2$, то такое состояние атома неустойчиво, даже если на него не влияют др. частицы. Через очень короткое время атом перейдет в одно из состояний с меньшей энергией, напр. $\mathscr{E}_1$. При этом атом излучит фотон $h\nu_{21}$ и энергия электромагнитного поля увеличится на величину $h\nu_{21}$ (рис. 2, *а*). Такой самопроизвольный (спонтанный) переход с одного уровня на другой и сопровождающее его спонтанное излучение столь же случайны во времени, как радиоактивный распад ядра атома. Предсказать точно момент спонтанного перехода принципиально невозможно — можно лишь говорить о вероятности того, что переход произойдет через такое-то время.

Основная характеристика спонтанных переходов — среднее время Δt, через к-рое происходит переход или обратная ему величина A_{21}, наз. вероятностью *спонтанного перехода* $\mathscr{E}_2 \to \mathscr{E}_1$ ($\mathscr{E}_2 > \mathscr{E}_1$). Если имеется большое число N_2 возбужденных атомов с энергией $\mathscr{E}_2$, то в среднем в 1 *сек* будет излучаться N_2A_{21} фотонов и мощность спонтанного излучения будет равна числу излученных фотонов, умноженному на их энергию, т. е. $N_2A_{21} \cdot h\nu_{21}$. Типичное значение вероятности A для т. н. разрешенных (наиболее вероятных) переходов оптич. диапазона составляет 10^8 *сек* $^{-1}$. Это означает, что возбужденные состояния атома «распадаются» в среднем за время $\Delta t \sim 10^{-8}$ *сек* или, как говорят, время

жизни атома в возбужденном состоянии составляет 10^{-8} *сек* (см. *Квантовый переход*).

Случайность спонтанных переходов приводит к тому, что различные атомы излучают неодновременно и независимо, поэтому фазы электромагнитных волн, излучаемых отдельными атомами, не согласованы друг с другом. Случайный характер имеет не только момент испускания атомом фотона, но и направление распространения излучаемого фотона и его *поляризация* (направление электрич. поля E в электромагнитной волне). В результате этого суммарное спонтанное излучение вещества является некогерентным (см. *Когерентность*). Более того, как будет показано ниже, и частота фотонов ν при спонтанном излучении колеблется в нек-рых пределах $\Delta\nu$.

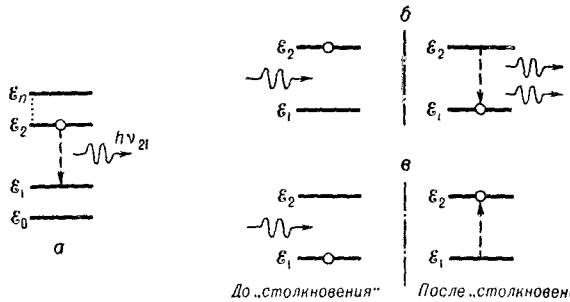


Рис. 2. Три типа квантовых переходов между уровнями: *а* — спонтанный переход; *б* — вынужденный переход «вниз», при котором число фотонов увеличивается на 1; *в* — вынужденный переход «вверх», при котором один фотон поглощается.

Излучение всех обычных источников света (ламп накаливания, газоразрядных ламп и др.) возникает за счет актов спонтанного испускания. Именно вследствие случайного характера спонтанных переходов излучение этих источников немонохроматично, ненаправленно и неполяризованно, т. е. некогерентно.

Но атом может перейти с уровня $\mathcal{E}_2$ на $\mathcal{E}_1$ не спонтанно, а под действием электромагнитной волны, если только частота этой волны ν достаточно близка к частоте перехода атома $\nu_{21} = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/h$. Такая резонансная волна как бы «раскачивает» электрон и ускоряет его «падение» на уровень с меньшей энергией (см. рис. 2, *б*). Переходы, происходящие под действием внешнего электромагнитного поля, наз. вынужденными (или индуцированными, стимулированными). Вероятность вынужденного перехода пропорциональна интенсивности излучения, вызывающего переход, т. е. квадрату амплитуды волны E^2 или числу фотонов n. При вынужденном испускании атом отдает энергию электромагнитной волне, амплитуда к-рой (или число фотонов) вследствие этого увеличивается.

Особенность вынужденного испускания состоит в том, что излучаемый при вынужденном переходе «новорожденный» фотон абсолютно неотличим от вызвавших переход первичных фотонов: он имеет те же частоту и фазу, то же направление движения и ту же

поляризацию. Именно эта особенность вынужденного излучения позволяет использовать его для усиления электромагнитных волн и для создания генераторов монохроматичного и направленного (когерентного) излучения.

Кроме рассмотренного вынужденного перехода «вниз», при к-ром число фотонов увеличивается на 1, могут происходить и вынужденные переходы «вверх», приводящие к резонансному поглощению фотонов. Если атом находится на нижнем уровне $\mathscr{E}_1$ и электромагнитное излучение, падающее на вещество, содержит n фотонов частоты ν_{21}, то может произойти переход атома на уровень $\mathscr{E}_2$, при к-ром атом поглощает фотон, в результате чего число фотонов n уменьшается на 1 (рис. 2, *в*). Т. о., вынужденные переходы «вверх» приводят к поглощению электромагнитной энергии веществом. Вероятности вынужденных переходов — «вниз» и «вверх», т. е. вероятности вынужденного испускания и поглощения в веществе, одинаковы (см. *Квантовый переход*).

Итак, существуют 3 типа переходов между энергетич. состояниями вещества, сопровождающихся излучением или поглощением электромагнитной энергии. При спонтанных переходах во всех направлениях излучаются немонохроматич. волны с хаотич. поляризацией (рис. 2, *а*). Вынужденные переходы «вверх» сопровождаются ослаблением (поглощением) волны (рис. 2, *в*). Т. о., с точки зрения К. э., лишь вынужденные переходы «вниз», усиливающие без искажения первоначальную волну, представляют собой полезное явление (рис. 2, *б*). Рассмотрим теперь подробнее характер спектра излучения и поглощения.

Спектральные линии. В приведенных выше рассуждениях (и рис.) предполагалось, что при квантовых переходах частица излучает или поглощает фотоны строго одной и той же частоты $\nu_0 = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$ (рис. 3, *а*). Если бы это было так, то спектры излу-

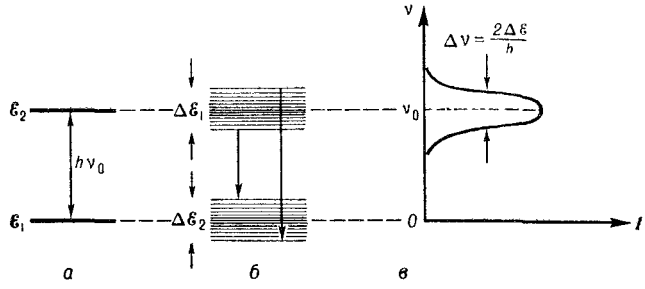


Рис. 3. Размытие энергетических уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ (*а*, *б*) обусловливает наблюдаемую ширину $\Delta\nu$ спектральной линии (*в*); I — интенсивность излучения или поглощения электромагнитных волн.

чения (или поглощения) состояли бы из бесконечно тонких *спектральных линий*. Наблюдаемые же в действительности спектральные линии имеют ширину (рис. 3, *в*). Ширина спектральных линий $\Delta\nu$ связана с тем, что уровни энергии частиц в реальных условиях несколько размыты (рис. 3, *б*) вследствие влияния различных факторов. В газах, напр., уровни атомов или молекул размываются из-за

столкновений частиц друг с другом и со стенками сосуда. Поэтому в газах ширина линии $\Delta\nu$ растет с увеличением давления. Кроме того, даже в разреженных газах наблюдаемые линии уширяются из-за *Доплера эффекта*, вызываемого тепловым движением частиц. В твердых телах ширина спектральных линий связана с тепловыми колебаниями атомов около положений равновесия. Поэтому $\Delta\nu$ растет с увеличением темп-ры тела. Энергия атома зависит также от величины электрич. поля, окружающего атом. Поэтому различные частицы в твердом теле могут иметь несколько отличающиеся уровни энергии и наблюдаемая спектральная линия (поглощения или излучения) будет уширена (см. *Штарка эффект*).

Но оказывается, что даже для атомов, изолированных от внешних влияний, линии спонтанного излучения тоже имеют ширину. В этом случае ширина линии $\Delta\nu$ объясняется одним из фундаментальных законов квантовой механики, наз. соотношением неопределенностей. Согласно принципу неопределенности, если Δt — время жизни атома в возбужденном состоянии, то значение энергии этого состояния $\mathscr{E}$ характеризуется неопределенностью $\Delta\mathscr{E} \sim h/\Delta t$ (подробнее см. ст. *Неопределенностей соотношение*, *Ширина спектральных линий*).

При поглощении и вынужденном излучении размытость уровней приводит к тому, что атом «откликается» (поглощает или испускает) не только на фотоны с энергией $h\nu_0 = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$, но и на фотоны с энергией, немного отличающейся от этой величины. Но вероятности переходов при этом различны. Макс. вероятность соответствует центру спектральной линии ν_0 и убывает к ее краям.

3. Квантовое усиление и генерация

Рассмотрим вещество, в к-ром имеется достаточное число возбужденных атомов с энергией $\mathscr{E}_2$. Число таких атомов N_2 наз. населенностью уровня $\mathscr{E}_2$. Если населенность уровня $\mathscr{E}_2$ больше населенности N_1 уровня $\mathscr{E}_1$, расположенного ниже, т. е. если $N_2 > N_1$, то такое вещество наз. активным. Если на активное вещество падает электромагнитное излучение, частота к-рого $\nu = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$, то по мере прохождения электромагнитной волны через вещество будет происходить ее усиление благодаря тому, что количество вынужденных переходов атомов с уровня $\mathscr{E}_2$ на $\mathscr{E}_1$ будет превосходить число актов поглощения $\mathscr{E}_1 \to \mathscr{E}_2$. Т. о., квантовое усиление происходит за счет внутренней энергии атомов. На языке фотонов это означает, что пролет фотонов через вещество вызывает рождение новых точно таких же фотонов. Происходит лавинное «размножение» фотонов в веществе.

Ясно, что чем больше фотонов содержится в электромагнитном излучении, падающем на активное вещество, тем больше вынужденных переходов «вниз» может произойти. Иными словами, в каждой области пространства, заполненной веществом, скорость нарастания электромагнитной энергии пропорциональна самой энергии, т. е. числу фотонов в этой области. Такая закономерность приводит к экспоненциальному нарастанию интенсивности электромагнитной волны с расстоянием z, пройденным волной в активном веществе (рис. 4):

$$I = I_0 e^{\alpha z}.$$

Величина α наз. коэффициентом квантового усиления вещества (рис. 4). На расстоянии $z = 1/\alpha$ интенсивность излучения возрастает в e раз; α имеет размерность $см^{-1}$.

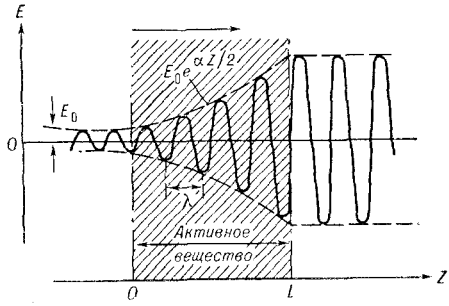


Рис. 4. «Моментальный снимок» электрического поля E электромагнитной волны в активном веществе, с большой населенностью N_2 верхнего уровня $\mathscr{E}_2$. Амплитуда волны нарастает с расстоянием z по закону $E = E_0 e^{\alpha z/2}$, где α — коэффициент квантового усиления. На расстоянии $z = 1/\alpha$ амплитуда увеличивается в 2,7 раза. На расстоянии L амплитуда волны равна $E = E_0 e^{\alpha L/2}$.

Однако в естественных условиях в веществе уровни с меньшей энергией населены больше, чем уровни с большей энергией, т. е. $N_2 < N_1$ (см. ниже). Поэтому одновременно с усилением волны за счет вынужденных переходов «вниз» происходит подавляющее его ослабление за счет резонансных переходов «вверх». В итоге в естественных условиях энергия волны будет не увеличиваться, а уменьшаться. Отсюда следует фундаментальный вывод: если мы хотим, чтобы волна не ослаблялась при ее прохождении через вещество, а, наоборот, усиливалась, то необходимо искусственно изменить населенности уровней в веществе, а именно увеличить населенность верхнего уровня атомов N_2 и уменьшить населенность нижнего уровня N_1. В рабочем веществе квантового усилителя N_2 должна быть больше, чем N_1. Такое активное состояние вещества наз. состоянием с инверсией (обращением) населенностей.

Реальный коэфф. усиления активного вещества α зависит от разности населенностей обоих уровней $N_2 - N_1$ и вероятности вынужденных переходов между ними. Действительно, пусть W — *вероятность вынужденных переходов с уровня* $\mathscr{E}_2$ *на уровень* $\mathscr{E}_1$ для одной частицы; тогда, если на уровне $\mathscr{E}_1$ имеется N_1 частиц, а на уровне $\mathscr{E}_2$ имеется N_2 частиц, то каждую секунду WN_1 частиц будут переходить «вверх» и, аналогично, WN_2 частиц — «вниз» (вероятности вынужденных переходов «вверх» и «вниз» равны). Т. к. при каждом переходе «вверх» электромагнитная энергия уменьшается на энергию одного фотона $h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, а при каждом переходе «вниз» — увеличивается на $h\nu$, то суммарная скорость увеличения электромагнитной энергии равна $h\nu W \Delta N$, где $\Delta N = N_2 - N_1$ — *избыток частиц на верхнем уровне. Этот избыток* ΔN наз. в К. э. числом активных частиц. Отсюда следует, что $\alpha \sim h\nu W \Delta N$.

Пользуясь законами квантовой механики, можно показать, что вероятность вынужденного перехода в центре спектральной линии ширины $\Delta\nu$ равна:

$$W = \frac{2\pi}{h^2} d^2 \frac{E^2}{\Delta\nu}. \qquad (2)$$

В эту ф-лу, кроме квадрата амплитуды волны E^2, пропорционального энергии электромагнитной волны, постоянной Планка h и ширины спектральной линии перехода $\Delta\nu$, входит величина d, наз. дипольным моментом перехода. Дипольный момент перехода зависит от среднего расстояния между электроном и ядром атома в состояниях, между к-рыми совершается переход (см. *Квантовый переход*).

Ясно, что активное вещество усиливает тем лучше, чем больше частота ν, дипольный момент перехода d и число активных частиц ΔN, а также чем меньше ширина спектральной линии $\Delta\nu$. С помощью ф-лы (2) можно показать, что коэфф. усиления вещества определяется ф-лой:

$$\alpha \approx \frac{16\pi^2}{hc} \frac{\nu}{\Delta\nu} d^2 \Delta N. \qquad (3)$$

Итак, для того чтобы вещество усиливало распространяющуюся в нем волну частоты ν, необходимо, чтобы, во-первых, частицы вещества имели, по крайней мере, два уровня энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, разделенных «расстоянием» $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1 = h\nu$, и, во-вторых, чтобы число частиц N_2, находящихся в состоянии с большей энергией $\mathscr{E}_2$, было больше числа частиц N_1 на уровне $\mathscr{E}_1$. Эти условия необходимы, но недостаточны. В реальных веществах всегда имеются причины дополнительного ослабления волны, не связанные с переходами между рабочими уровнями $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_1$. К ослаблению волны, или к потерям электромагнитной энергии, приводит, напр., ее рассеяние в стороны на неоднородностях кристаллов. Кроме того, в веществе могут иметься др. пары уровней энергии, удовлетворяющие условию $h\nu = \mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n$, но не обладающие инверсией населенностей. Такие причины ослабления приводят к уменьшению интенсивности волны в $e^{-\beta z}$ раз, где β характеризует дополнительные потери в веществе, не связанные с данным переходом. В результате суммарная интенсивность I волны изменяется с расстоянием z по закону:

$$I = I_0 e^{(\alpha - \beta) z}. \qquad (4)$$

Отсюда вытекает третье условие квантового усиления: вынужденное излучение активных атомов должно с избытком компенсировать потери электромагнитной энергии в веществе, т. е. α должно быть больше, чем β.

Превращение усилителя в генератор. Как правило, коэфф. усиления вещества, к-рый удается получить, невелик; напр., в кристалле *рубина* для радиочастотных переходов коэфф. усиления даже при очень низких (гелиевых) темп-рах составляет величину $\sim 10^{-2}$ *см*$^{-1}$. Длина кристалла L, необходимая для увеличения интенсивности излучения, напр., в 100 раз: $L = \frac{\lg 100}{10^{-2} \lg e} = 5$ *м*. Усилитель таких размеров практически трудно осуществить.

Для увеличения эффективной длины квантовых усилителей применяется давно известный в радиофизике принцип положительной обратной связи: часть усиленного сигнала возвращается обратно

на вход усилителя, где она снова усиливается, и т. д. Но если усиление, достигаемое с помощью обратной связи, превзойдет суммарные потери усилителя и цепи обратной связи, то усилитель «самовозбудится» и начнет генерировать колебания независимо от наличия входного сигнала. Т. о., положительная обратная связь позволяет не только значительно повысить усиление, но может превратить усилитель в генератор. Хорошо известно, что положительная обратная связь является необходимым элементом генераторов автоколебаний (см. *Обратная связь*).

Посмотрим, как осуществляется обратная связь в К. э. В квантовых генераторах света (лазерах) для создания обратной связи рабочее вещество (напр., кристалл рубина или трубку с неоном) помещают между двумя параллельными зеркалами, отстоящими друг от друга на расстоянии L. Свет, пройдя через вещество, усиливается в $e^{\alpha L}$ раз; затем, отразившись от зеркала, снова проходит через вещество и усиливается еще в $e^{\alpha L}$ раз и т. д. Если зеркала достаточно хороши, т. е. не поглощают свет, а полностью его отражают, то в результате многократного пробега волны через активное вещество усиление может достигнуть сколь угодно больших значений (см. *Открытый резонатор*). Поэтому, если даже на такой усилитель не подается извне никаких сигналов, его собственное случайное излучение (неизбежное из-за спонтанных переходов) усилится за счет вынужденных переходов, в результате чего усилитель превратится в генератор света.

Конечно, мощность излучения не может при этом возрастать неограниченно. Каждый вынужденный переход «вниз» уменьшает число активных атомов. Перейдя вниз, атомы начинают поглощать излучение и, если не восстанавливать непрерывно к.-л. способом избыток атомов на верхнем уровне, наступит насыщение — выравнивание населенностей уровней (равенство поглощения и вынужденного испускания). При насыщении инверсия населенностей, а значит, и усиление исчезают. Поэтому, чем больше усиление, т. е. мощность вынужденного излучения, тем более мощным должен быть источник, поддерживающий инверсию населенностей в рабочем веществе. Т. о., непосредственной причиной, ограничивающей нарастание электромагнитного поля между зеркалами, т. е. ограничивающей коэфф. усиления квантового усилителя и амплитуду колебаний квантового генератора, является насыщение (см. *Насыщения эффект*).

Рассмотрим теперь, каковы условия возбуждения квантового генератора. Выше упоминался важный закон радиофизики: если к.-л. устройство усиливает электромагнитные колебания или волны в такой степени, что усиление превосходит все потери электромагнитной энергии в устройстве, то оно превращается в генератор. Мы уже выяснили, чем обусловлены потери в самом активном веществе квантового усилителя, и охарактеризовали их количественно коэффициентом поглощения β. Теперь рассмотрим на том же примере лазера, какие дополнительные потери вносит устройство обратной связи — в данном случае зеркала.

Качество зеркал характеризуется коэфф. отражения R, равным отношению интенсивности отраженного света $I_{\text{отр}}$ к интенсивности падающего света I. У хороших зеркал R может превышать 99%. При каждом отражении интенсивность волны уменьшается на вели-

чину $I - I_{отр} = I(1 - R)$. Можно для простоты считать, что это уменьшение происходит не скачком (в момент отражения), а непрерывно в пространстве между зеркалами. Т. о., помимо увеличения I за счет вынужденного излучения, можно ввести уменьшение I на 1 *см* пути, равное $I\frac{1-R}{L}$. Отсюда следует, что интенсивность волны, бегающей от одного зеркала к другому, в среднем уменьшается с пройденным расстоянием z по закону:

$$I(z) = I_0 e^{-\beta_{зерк} z}, \tag{5}$$

где $\beta_{зерк} = (1 - R)/L$ — эквивалентный коэфф. поглощения, учитывающий неидеальность зеркал и потери в веществе.

Если теперь учесть также усиление волны рабочим веществом лазера, то: $I(z) = I_0 e^{(\alpha - \beta_{зерк})z}$. Т. к. путь, пройденный волной за время t, равен ct, то соотношение приобретает вид:

$$I(t) = I_0 e^{(\alpha - \beta_{зерк})ct}. \tag{6}$$

Пусть в момент $t = 0$ произошло спонтанное испускание фотона в направлении, перпендикулярном зеркалам. Если коэфф. квантового усиления $\alpha > \beta_{зерк}$, то интенсивность излучения I будет непрерывно нарастать со временем до тех пор, пока вследствие эффекта насыщения α не уменьшится до величины $\alpha = \beta_{зерк}$. После этого интенсивность поля между зеркалами будет оставаться неизменной. Условие $\alpha > \beta_{зерк} + \beta$ обеспечивает превышение излучаемой веществом мощности над мощностью, теряемой в веществе β и при отражениях:

$$\alpha > \beta_{зерк} + \beta = \frac{1-R}{L} + \beta. \tag{7}$$

Напр., при $R = 99\%$ и $L = 100$ *см* для возбуждения генерации коэфф. квантового усиления вещества должен превышать 10^{-4} *см*$^{-1}$. Для того чтобы использовать или исследовать излучение лазера, необходимо часть света вывести наружу. В лазере для вывода энергии обычно делают одно из зеркал полупрозрачным. Это приводит к дополнительным потерям энергии на излучение $\beta_{изл}$. В результате условие генерации с учетом всех потерь принимает вид:

$$\alpha > \frac{(1-R)}{L} + \beta + \beta_{изл}. \tag{7,a}$$

Пользуясь этим условием, можно легко подсчитать минимальное число активных частиц ΔN, необходимое для того, чтобы лазер заработал. С этой целью нужно в ф-лу (7, *а*) подставить коэфф. усиления α и перенести ΔN в левую часть неравенства:

$$\Delta N > \left(\frac{1-R}{L} + \beta_{п}\right) \Big/ \left(\frac{16\pi^2}{hc} \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu} d^2\right). \tag{8}$$

Здесь $\beta_{п} = \beta + \beta_{изл}$. Отсюда видно, что требуемое число активных частиц ΔN тем больше, чем хуже качество зеркал и чем больше потери в веществе, не связанные с рабочим переходом, т. е. чем больше β. Кроме того, необходимое число активных частиц тем больше, чем меньше дипольный момент перехода d и чем меньше частота ν, а также чем больше ширина спектральной линии перехода $\Delta\nu$. Выполнение условия (8) является сложной и трудно разрешимой задачей, возникающей при создании квантовых устройств.

В квантовых усилителях и генераторах радиоволн, в частности сантиметровых волн, где длина волны сравнима с размерами активного вещества, роль зеркал, необходимых для создания обратной связи, выполняют объемные резонаторы — полости с металлич. стенками. Если стенки резонатора хорошо отражают электромагнитные волны, то волны определенной частоты, попавшие извне или появившиеся в резонаторе изнутри (напр., за счет спонтанного перехода), будут в нем многократно циркулировать. В этом случае потери, обусловленные токами, индуцируемыми электрич. полем волны на внутренних поверхностях металлич. стенок, будут малы.

В объемном резонаторе могут усиливаться и возбуждаться только электромагнитные волны определенных частот ν_p, наз. собственными или резонансными частотами объемного резонатора. Они зависят от формы и размеров резонатора. Для этих частот ф-ла (8) сохраняется, причем величина L характеризует размеры резонатора, а R — потери в нем (подробнее см. *Объемный резонатор*). Ввод и вывод излучения из резонатора осуществляются с помощью волноводов, коаксиальных линий или др. устройств, разработанных для диапазона СВЧ.

Итак, располагая веществом, обладающим достаточно большим избытком ΔN возбужденных атомов или молекул, принципиально можно создать усилитель или генератор электромагнитных волн любой длины волны. Длина волны определяется разностью энергии между уровнями атомов или молекул и, в свою очередь, определяет тип резонатора и всю измерительную технику (оптич. устройства или техника СВЧ). Возникает ли при этом усиление или генерация, полностью зависит от соотношения между числом активных атомов ΔN и потерями энергии в системе. Если излучение активных атомов меньше потерь, то электромагнитное излучение поглощается несмотря на наличие обратной связи. Если потери электромагнитной энергии, связанные с излучением из резонатора и поглощением в его стенках и в активном веществе, меньше прироста энергии за счет вынужденного излучения активных атомов, то амплитуда случайных колебаний в резонаторе частоты ν будет нарастать, начнется самовозбуждение или генерация. Если энергия вынужденного излучения превышает внутренние потери (поглощение в веществе и в стенках резонатора), но меньше полных потерь, включающих потери на излучение наружу, то генерация не возникает. Однако волна, подведенная извне к такому резонатору в результате взаимодействия с активным веществом, усилится и, выйдя из резонатора, будет иметь бо́льшую амплитуду.

Рассмотрим более подробно, как населены различные уровни энергии и каким образом можно эту населенность изменять.

4. Населенности уровней. Инверсное состояние вещества

Выше уже упоминалось, что в естественных условиях при равновесии между веществом и окружающей средой (в условиях теплового равновесия) нижние энергетич. уровни населены более плотно, чем верхние. Существует фундаментальный закон, показывающий, как при равновесии распределены частицы по энер-

гии (рис. 5, *а*):

$$N_n = Ce^{-\mathscr{E}_n/kT}. \qquad (9)$$

Это соотношение, наз. распределением Больцмана, показывает, что число частиц, обладающих энергией $\mathscr{E}_n$ (т. е. населенность уровня N_n), зависит от абс. темп-ры вещества (в К) и от энергии уровня $\mathscr{E}_n$ (C — *константа, зависящая от полного числа* частиц в единице объема, k — *Больцмана постоянная*).

Из рис. 5 видно, что населенности уровней уменьшаются с возрастанием энергии уровня. С повышением темп-ры населенности верхних уровней растут, но все же остаются меньше населенностей нижних уровней (см. *Больцмана распределение*).

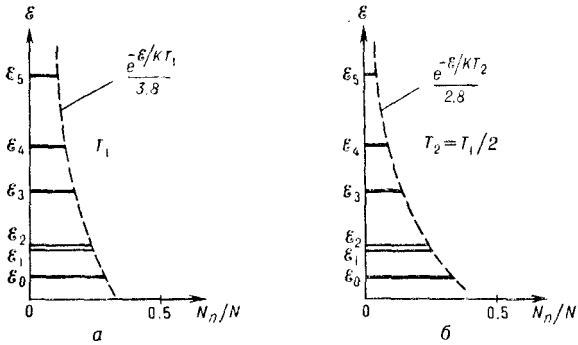


Рис. 5. Распределение Больцмана: *а* — для темп-ры T_1; *б* — для температуры $T_2 = T_1/2$. По вертикали отложена энергия частицы $\mathscr{E}$, имеющей 6 разрешенных уровней. По горизонтали отложена вероятность того, что частица имеет энергию $\mathscr{E}_n$, т. е. вероятность обнаружить частицу на каком-либо из уровней (N — общее число частиц, N_n — число частиц на уровне $\mathscr{E}_n$). Сумма длин всех горизонтальных линий равна 1.

Из распределения Больцмана следует важный вывод, о к-ром упоминалось выше: в равновесном состоянии вещества нижние уровни всегда населены больше верхних. Поэтому обычное вещество не усиливает, а лишь поглощает энергию проходящей через него электромагнитной волны. Чтобы сделать вещество усиливающим (активным), необходимо нарушить его тепловое равновесие так, чтобы хотя бы для одной пары уровней верхний был населен сильнее, чем нижний.

Основная проблема, возникающая при создании квантовых усилителей и генераторов, состоит именно в отыскании способов нарушения теплового равновесия рабочего вещества таким образом, чтобы обеспечить избыточную населенность верхнего уровня перехода по сравнению с нижним.

Вероятно, именно трудность осуществления инверсного состояния вещества явилась главной причиной столь позднего рождения К. э. Ведь основное физ. явление, лежащее в основе квантового усиления, — вынужденное излучение, было понято А. Эйнштейном более 50 лет тому назад (1917 г.). Техника оптич. спектроскопии (исследование оптич. спектров различных веществ) также уже была

достаточно развита, и лазер мог бы родиться еще в 20—30-х гг. Потенциальную возможность квантового усиления света подтверждают результаты исследований, изложенные В. А. Фабрикантом в диссертации, защищенной им в Физич. институте им. П. Н. Лебедева в 1939 г. Правда, второе важнейшее для К. э. понятие — о б р а т н а я с в я з ь — проникло в оптич. спектроскопию лишь после создания в 50-х гг. радиочастотных квантовых устройств.

Трудности осуществления инверсии населенностей в различных веществах в значительной степени связаны с тем, что в системе взаимодействующих друг с другом частиц (в газе, в жидкости и в твердом теле) попытки нарушить тепловое равновесие встречают противодействие. Тепловое движение частиц и взаимодействие между ними вызывает квантовые переходы, к-рые стремятся вернуть систему в состояние теплового равновесия, если оно по к.-л. причине нарушено, т. е. восстановить распределение Больцмана. Это явление наз. *релаксацией.*

Рассмотрим природу релаксации на примере молекул газа. Пусть, находясь в равновесии, газ имел темп-ру T_1 и населенности уровней молекул подчинялись распределению Больцмана (рис. 5, *а*): $N_n = Ce^{-\mathscr{E}_n/kT_1}$. Далее темп-ру резко понизили до T_2, напр., быстрым расширением газа. Равновесие при этом нарушается, на возбужденных уровнях в первый момент оказывается больше частиц, чем это соответствует новой, более низкой темп-ре T_2 вещества (рис. 5, *б*). Однако через нек-рое время, наз. в р е м е н е м р е л а к с а ц и и, населенности перераспределятся так, чтобы выполнялось распределение Больцмана для темп-ры, близкой к T_1:

$$N_n = Ce^{-\mathscr{E}_n/kT_1}.$$

Возникает вопрос, как «узнают» электроны молекул, что темп-ра газа (т. е. энергия кинетич. движения молекул) понизилась? Оказывается, что обмен «информацией» о темп-ре между внутренними движениями в молекулах и их перемещением, как целого, происходит при столкновениях молекул. Если две молекулы подошли достаточно близко друг к другу, то возможно превращение части кинетич. энергии одной молекулы во внутреннюю энергию другой или в ее собственную внутреннюю энергию, т. е. при столкновении возможен переход электрона второй молекулы из основного в возбужденное состояние. Может произойти, конечно, и обратный процесс — переход электрона, увеличивающий кинетич. энергию сталкивающихся молекул за счет их внутренней энергии. Если темп-ра газа уменьшилась, то столкновения второго типа будут происходить чаще и в результате населенности верхних уровней будут уменьшаться. Газ будет нагреваться до тех пор, пока не установится равновесное распределение населенностей, соответствующее новой темп-ре T_2. Время установления равновесия (в р е м я р е л а к с а ц и и) при этом приблизительно равно среднему времени между столкновениями τ. Вероятность того, что в результате столкновений в течение 1 *сек* произойдет релаксационный переход молекулы из одного состояния в другое $\sim 1/\tau$. Эта вероятность тем больше, чем выше темп-ра и давление газа.

Итак, релаксация в газе обусловлена обменом энергией между движениями электронов внутри молекулы и движением молекулы как целого. При этом темп-ра T_2, характеризующая распределение

молекул по уровням, и темп-ра T_2, определяющая распределение молекул по скоростям, выравниваются.

В твердом теле тепловые колебания атомов ок. положений равновесия также с определенной вероятностью (тем большей, чем выше темп-ра) изменяют энергию электронов и, следовательно, населенность энергетич. уровней вещества. Процесс установления равновесного распределения населенностей, обусловленный тепловыми колебаниями атомов, из к-рых построена кристаллич. решетка, наз. *спин-решеточной релаксацией.*

Отрицательная температура. Мы уже знаем, что при тепловом равновесии распределение населенностей в веществе определяется законом Больцмана, согласно к-рому населенность уровня $\mathscr{E}_2$ равна: $N_2 = Ce^{-\mathscr{E}_2/kT}$, а уровня $\mathscr{E}_1$: $N_1 = Ce^{-\mathscr{E}_1/kT}$. Отношение населенностей верхнего уровня к нижнему:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(\mathscr{E}_2-\mathscr{E}_1)/kT} = e^{-h\nu_{21}/kT},$$

где $\nu_{21} > 0$ — частота перехода. Отсюда можно определить темп-ру вещества: $T = \frac{h\nu_{21}}{k} \Big/ \ln \frac{N_1}{N_2}$. Следовательно, если вещество находится в тепловом равновесии, то отношение населенностей двух уровней перехода полностью определяется темп-рой вещества. Т. к. темп-ра T всегда больше нуля, то в равновесии $N_2 < N_1$, т. е. верхний уровень населен меньше нижнего.

Если же равновесие в системе по к.-л. причине нарушено, то то же соотношение можно формально написать так:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu_{21}/kT_{21}}.$$

Здесь T_{21} не имеет ничего общего с темп-рой вещества T. Это — условная величина, характеризующая лишь отношение населенностей N_2/N_1, наз. температурой перехода.

При тепловом равновесии темп-ры всех переходов одинаковы и совпадают с истинной темп-рой вещества T. Если же есть избыток атомов на верхнем уровне $\mathscr{E}_2$, т. е. инверсия населенностей $N_2 > N_1$, то темп-ра перехода T_{12} становится отрицательной величиной: $T_{12} < 0$. Если верхний уровень не заселен, т. е. $N_2 = 0$, то $T_{12} = +0$; если пуст нижний уровень, т. е. $N_1 = 0$, то $T_{12} = -0$. Отсюда ясно, что энергия системы, в к-рой для к.-л. пары уровней темп-ра перехода $T_{mn} < 0$, больше энергии той же системы при $T_{mn} > 0$ — т. е. отрицательные темп-ры (в К) «горячей» положительных.

Т. о., понятия «инверсия населенностей» и «отрицательная температура» эквивалентны, и условие квантового усиления $\alpha > 1$ можно заменить условием $T_{mn} < 0$. Можно сказать, что заветная мечта каждого физика, работающего в области К. э., — найти эффективный способ «нагревать» квантовые переходы до минус — нулевой темп-ры.

5. Методы осуществления инверсии населенностей

Несмотря на трудности, физики изобрели много способов создания инверсии населенностей в различных веществах. Наибольшее практич. применение нашли 4 метода. Одним из первых появился

метод, в к-ром рабочее вещество представляет собой поток не взаимодействующих друг с другом атомов или молекул (*молекулярные и атомные пучки*).

Сортировка атомных и молекулярных пучков в пространстве. Этот метод состоит в пространственном разделении атомов или молекул пучка, находящихся на различных энергетич. уровнях, с помощью постоянного во времени, но неоднородного в пространстве электрич. или магнитного поля. Этот метод был исторически первым, он был применен в молекулярном генераторе. Рабочим веществом в этом генераторе был пучок молекул аммиака (NH_3), пролетающих через объемный резонатор (рис. 6).

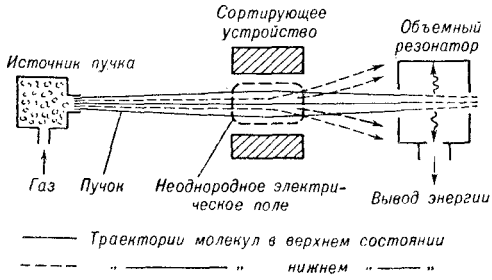


Рис. 6. Сортировка частиц по энергиям в молекулярном генераторе.

В пучке молекул или атомов, вылетающих из источника, населенности распределены по закону Больцмана. Спец. сортирующее устройство удаляет из пучка частицы с энергией $\mathscr{E}_1$ (энергия нижнего уровня перехода). Оставшиеся в пучке частицы с энергией $\mathscr{E}_2$ попадают в объемный резонатор и возбуждают в нем электромагнитные колебания с частотой $\nu = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$ за счет вынужденных переходов «вниз» в состояние $\mathscr{E}_1$.

Сортировка частиц осуществляется с помощью неоднородных электрического или магнитного полей. Действие такого поля на молекулу зависит от ее энергии. Рассмотрим это более подробно на примере молекул аммиака. Попадая в постоянное электрич. поле E_0, молекула аммиака приобретает дополнительную потенциальную энергию, так что уровни ее энергии смещаются. Величина и знак

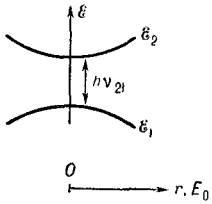


Рис. 7. Эффект Штарка для молекулы аммиака: при увеличении постоянного электрич. поля $|E_0|$ энергия нижнего уровня $\mathscr{E}_1$ уменьшается, а верхнего $\mathscr{E}_2$ — увеличивается (частота перехода ν_{21} соответствует длине волны $\lambda = 1{,}24$ см). В сортирующем устройстве поле $|E_0|$ растет по мере увеличения расстояния r от оси симметрии устройства.

этого смещения различны для разных уровней. На рис. 7 изображена зависимость положения двух уровней энергии молекулы аммиака $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ от величины поля E_0. При увеличении абс. величины электрич. поля E_0 энергия молекул в состоянии $\mathscr{E}_1$ уменьшается, а в состоянии $\mathscr{E}_2$ увеличивается (см. *Штарка эффект*).

Сортирующее устройство, наз. квадрупольным конденсатором, создает неоднородное электрич. поле E_0 (рис. 8). В центральной части, на оси пучка, поле равно нулю, а по мере уда-

ления от оси пучка плавно нарастает (по абсолютной величине). Поэтому рис. 7 отражает также зависимость энергии молекул в состоянии $\mathscr{E}_1$ или $\mathscr{E}_2$ от ее расстояния r от оси симметрии конденсатора. Молекулы в состоянии $\mathscr{E}_2$ имеют минимум энергии при $r = 0$, а молекулы в состоянии $\mathscr{E}_1$ обладают при этом максимумом энергии. Т. к. по законам механики любая система испытывает силу, направленную в сторону уменьшения ее потенциальной энергии, то молекулы пучка, к-рые влетают в конденсатор в верхнем состоянии $\mathscr{E}_2$, приближаются к центру и фокусируются (сплошные линии на рис. 8). Молекулы же в нижнем состоянии $\mathscr{E}_1$ будут удаляться от центра пучка и не попадут в резонатор (пунктир).

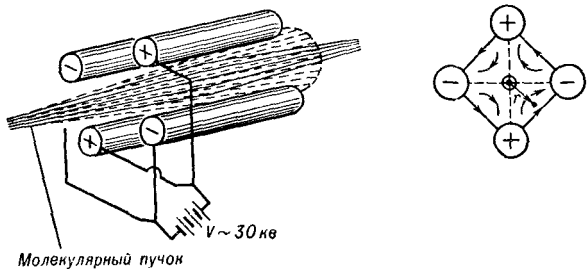


Рис. 8. Квадрупольный конденсатор; ось симметрии находится посередине между двумя положительными и двумя отрицательными цилиндрическими электродами и поэтому электрич. поле E_0 на оси равно нулю. E_0 возрастает по мере приближения к электродам.

Если молекула или атом не является электрич. диполем, напр. атом водорода, но обладает магнитным моментом (т. е. является маленьким магнитиком), то для их сортировки применяется неоднородное магнитное поле (подробнее см. *Квантовые стандарты частоты*, 4).

Особенностью пучковых квантовых устройств является очень высокая монохроматичность излучения, т. к. атомы или молекулы пучка практически не взаимодействуют друг с другом и размытие их энергетич. уровней, т. е. ширина спектральной линии, минимально. Оно определяется лишь временем взаимодействия атомов или молекул с электромагнитным полем резонатора, т. е. временем их пролета через резонатор. В соответствии с соотношением неопределенностей ширина линии в этом случае численно равна обратной величине времени пролета (в *сек*).

Но при использовании атомного или молекулярного пучка мощность вынужденного излучения, т. е. амплитуда генерируемых волн, мала, т. к. трудно создать пучок с большой концентрацией молекул или атомов, и поэтому число частиц, ежесекундно попадающих в резонатор, невелико. Эти две особенности, а также сложность и громоздкость определили область применения пучковых квантовых устройств — они используются лишь в измерительных устройствах, гл. обр. в квантовых стандартах частоты и времени.

Метод вспомогательного излучения (накачки). Стремление получать большие мощности вынужденного излучения привело к развитию и в радио- и в оптич. диапазонах методов создания инверсии

населенностей в средах с большей концентрацией рабочих частиц, чем в атомных и молекулярных пучках, в частности в газах, в системах примесных частиц в кристалле (примеси хрома в рубине) и, наконец, в полупроводниках.

Первый из этих методов, наз. м е т о д о м н а к а ч к и, состоит в нарушении теплового равновесия с помощью достаточно мощного вспомогательного излучения (накачки).

Пусть на вещество действует излучение, имеющее частоту ν, а в веществе есть два уровня $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, для к-рых частота перехода, равная $(\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$, совпадает с частотой излучения ν. Такое резонансное излучение вызовет вынужденные переходы между уровнями, вследствие чего равновесное распределение населенностей нарушается. Если W — вероятность вынужденного перехода в 1 *сек* для одной частицы, то число переходов «вверх» в 1 *сек* равно WN_1, а «вниз» — WN_2. До облучения N_1 было больше N_2, и потому на верхний уровень приходит больше частиц, чем уходит, так что N_2 растет за счет N_1. Это перераспределение частиц происходит до тех пор, пока N_2 не станет равным N_1. Разность населенностей $(N_1 - N_2)$ при этом уменьшается до нуля, т. е. населенности выравниваются, и число фотонов, поглощаемых в 1 *сек*, равно числу излучаемых. Вещество перестает поглощать волны частоты ν и становится прозрачным для этой частоты. Т. о., мы снова сталкиваемся с н а с ы щ е н и е м п е р е х о д а, но на этот раз при поглощении электромагнитных волн.

Спонтанные и релаксационные переходы стремятся поддержать равновесное распределение населенностей уровней, вопреки насыщающему действию накачки. Поэтому, чтобы произошло насыщение перехода под действием накачки, вынужденные переходы должны происходить значительно чаще, чем спонтанные и релаксационные.

Насыщение перехода не позволяет создать с помощью накачки инверсии населенностей в системе двух уровней. Но это оказалось возможным для системы, состоящей из трех и более уровней. Обозначим энергии этих уровней в порядке возрастания энергии $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, $\mathscr{E}_3$ (рис. 9 *а*). Пусть на эти трехуровневые частицы действует интенсивное излучение с частотой $\nu_{31} = (\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_1)/h$. Если вынужденные переходы между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$ происходят чаще, чем

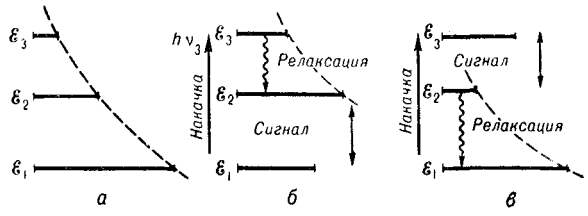


Рис. 9. Инверсия населенностей в системе трехуровневых частиц под действием накачки, насыщающей переход $\mathscr{E}_1 \rightarrow \mathscr{E}_3$; *а* — равновесное распределение населенностей при выключенной накачке; *б* — накачка увеличила N_3 и частицы скопились на уровне $\mathscr{E}_2$ за счет интенсивных релаксационных переходов $\mathscr{E}_3 \rightarrow \mathscr{E}_2$; частота усиливаемого сигнала должна равняться $\nu_{21} = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$; *в* — частицы накапливаются на уровнях $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$ за счет интенсивных релаксационных переходов $\mathscr{E}_2 \rightarrow \mathscr{E}_1$; частота сигнала должна равняться ν_{32}.

релаксационные переходы, то населенность третьего уровня N_3 будет увеличиваться за счет населенности N_1 и переход $\mathscr{E}_1 \rightarrow \mathscr{E}_3$ будет насыщаться.

Что произойдет при этом с населенностью среднего уровня N_2? Эта задача напоминает задачу о трех бассейнах с водой, последовательно соединенных трубами: накачка стремится сравнять уровни в бассейнах 1 и 3, а процессы релаксации стремятся поддерживать уровни в соответствии с распределением Больцмана. Населенность N_2 при этом будет определяться соотношением между скоростями притока и оттока воды в бассейне 2. Если релаксационные переходы между уровнями $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ происходят чаще, чем между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, то при такой накачке будет происходить накопление частиц на уровне $\mathscr{E}_2$. При этом N_2 может превысить N_1 (рис. 9, *б*). Переход $\mathscr{E}_1 \rightarrow \mathscr{E}_2$ окажется инвертированным, и на частоте $\nu_{21} = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$ будут возможны усиление и генерация за счет вынужденных переходов $\mathscr{E}_2 \rightarrow \mathscr{E}_1$. Возможен и др. случай, когда релаксация сильнее влияет на переход $\mathscr{E}_2 \rightarrow \mathscr{E}_3$. Тогда частицы будут накапливаться не на уровне $\mathscr{E}_2$, а на уровнях $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$ и N_3 может превысить N_2 (рис. 9, *в*). В этом случае будут усиливаться или генерироваться волны, частота к-рых близка к ν_{32}.

Метод накачки широко применяется в парамагнитных *квантовых усилителях* сантиметровых волн (рабочие частицы — ионы хрома в рубине) и в твердотельных *лазерах*. Особенностью метода является тот факт, что частота накачки должна быть больше частоты усиливаемого сигнала. Это препятствует созданию квантовых усилителей для радиоволн с длиной волны $\lambda < 2$ *мм*, т. к. пока генераторов с $\lambda < 2$ *мм* не существует. Правда, в последнее время делаются попытки применять в качестве источников накачки парамагнитных усилителей миллиметрового диапазона импульсные лазеры.

Инверсия населенностей в газах с помощью электрического разряда. Если к концам трубки с разреженным газом приложить напряжение достаточной величины, то в ней возникает газовый разряд — электроны будут ускоряться электрич. полем, сталкиваться с атомами и ионизовать их, вызывая появление вторичных электронов, к-рые в свою очередь будут ускоряться, и т. д. Часть атомов при столкновениях с электронами будет не ионизоваться, а возбуждаться — переходить на более высокие возбужденные уровни энергии. Свечение газового разряда (напр., в газосветных лампах) объясняется спонтанными переходами с этих возбужденных уровней «вниз».

При определенных условиях в электрич. разряде населенности нек-рых уровней могут превысить населенности нижележащих уровней, т. е. может возникнуть инверсия населенностей, необходимое условие квантовой генерации. С помощью газового разряда удалось получить генерацию световых волн в большом числе различных газов, причем часто инверсия населенностей осуществляется одновременно на неск. парах уровней, так что один лазер может одновременно генерировать неск. частот (напр., гелий-неоновые лазеры могут генерировать на длинах волн, равных 0,6 *мкм*, 1,1 *мкм*, 3,4 *мкм* и др.). Помимо гелий-неонового лазера, наибольший интерес представляют газовые лазеры на аргоне ($\lambda = 0{,}5$ *мкм*) и углекислом газе ($\lambda = 10$ *мкм*). Особенностью последнего является использование в нем не электронных, а колебательных уровней энергии молекулы CO_2 (см. *Газовый лазер*).

Инверсия населенности в полупроводниках. Полупроводники привлекли внимание физиков рядом «полезных» особенностей. Одна из них — богатство энергетич. спектра, к-рый позволяет создавать квантовые устройства в широком диапазоне длин волн (частот). Др. особенность — чрезвычайно высокая концентрация частиц, позволяющая получить высокую мощность вынужденного излучения в небольшом объеме рабочего вещества. Прежде чем перейти к описанию методов осуществления инверсии населенности в полупроводниках, следует коротко остановиться на особенностях их энергетич. спектров (подробнее об этом см. ст. *Полупроводники*).

До сих пор говорилось об энергетич. уровнях, их населенностях и методах инверсии населенностей в системах с относительно малой концентрацией частиц. В молекулярном пучке, в газе, в совокупности примесных атомов в кристалле средние расстояния между рабочими частицами (в атомном масштабе) велики и взаимодействие частиц друг с другом не изменяет существенно их энергетич. спектра. Благодаря этому спектр такой системы частиц мало отличается от спектра отдельной частицы и имеет дискретный характер; узкие интервалы разрешенных значений энергии разделены более широкими интервалами запрещенных энергий.

В твердых телах, в к-рых рабочими частицами являются не примесные ионы, а основные ионы, атомы или молекулы, образующие кристаллич. структуру этого тела, частицы (ионы) расположены столь близко друг к другу, что такое вещество нельзя рассматривать как систему слабо взаимодействующих частиц. Весь кристалл надо представлять себе как единую квантовую систему, как г и г а н т с к у ю м о л е к у л у.

В твердых телах расстояния между атомами имеют тот же порядок, что и размеры атомов — они «касаются» друг друга, а электронные «облака» внешних, валентных электронов перекрываются. Поэтому возможны очень частые переходы электронов от одного атома к другому. Валентные электроны атомов твердого тела «обобществлены», они принадлежат всему кристаллу. Энергетич. спектр в а л е н т н ы х э л е к т р о н о в атомов твердого тела не похож на спектр валентного электрона изолированного атома. Возможность обмена электронами приводит к тому, что уровни энергии электронов расширяются, сливаясь в э н е р г е т и ч е с к и е з о н ы, ширина к-рых сравнима с расстоянием между ними (рис. 10). В пределах «разрешенной» зоны энергий уровни расположены столь тесно, что зону можно считать как бы непрерывной.

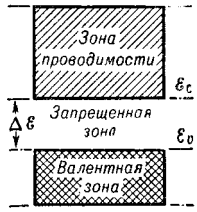


Рис. 10. Основные характеристики полупроводников определяются свойствами двух зон: валентной, все уровни которой заняты электронами (при низких температурах), и практически пустой зоны проводимости.

В полупроводниках подавляющее большинство валентных электронов находится в в а л е н т н о й з о н е, а ближайшая к ней сверху з о н а п р о в о д и м о с т и практически пуста (рис. 10).

Под действием электромагнитного излучения электроны могут, поглощая фотоны, переходить из валентной зоны в зону проводимости. При этом в валентной зоне остается не занятое электроном место — «дырка». Этот процесс наз. генерацией пары электрон — дырка. Спустя нек-рое время электрон проводимости возвращается в валентную зону, заполняя дырку; такой процесс наз. р е к о м б и н а ц и е й электрона и дырки. При рекомбинации снова может быть испущен фотон. Переходы «вниз», сопровождающиеся излучением фотона, могут быть не только спонтанными, но и вынужденными. Ясно, что электроны при межзонных переходах могут излучать или поглощать лишь фотоны с энергиями, бо́льшими, чем ширина «запрещенной» зоны $\Delta\mathscr{E}$ (рис. 10): $h\nu > \Delta\mathscr{E}$.

В естественных условиях, при тепловом равновесии, зона проводимости практически пуста, а в валентной зоне нет «дырок». Населенности уровней в твердом теле в состоянии равновесия подчиняются не распределению Больцмана, а распределению Ферми — Дирака (см. *Ферми — Дирака распределение*, *Полупроводники*).

Вынужденное излучение будет преобладать над резонансным поглощением только при ином распределении населенностей, когда электроны проводимости плотно заполняют область вблизи «дна» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, а дырки — вблизи «потолка» валентной зоны $\mathscr{E}_v$. Такое состояние полупроводника наз. в ы р о ж д е н н ы м. В этих условиях в полупроводниках возможны усиление или генерация электромагнитного излучения (см. *Полупроводниковый лазер*).

Создание в полупроводнике необходимого для усиления или генерации неравновесного распределения по энергиям электронов и дырок является весьма сложной задачей, эта задача была решена тремя методами.

А. И н ж е к ц и я (впрыскивание) извне электронов и дырок в полупроводник; электроны «впрыскиваются» в зону проводимости, дырки — в валентную зону. Этот метод позволяет создать инверсию населенностей в тонком переходном слое, расположенном между двумя областями полупроводникового кристалла — область с повышенной концентрацией электронов (*n*-область) и дырок (*p*-область). Такой неоднородный полупроводник наз. э л е к т р о н н о - д ы р о ч н ы м п е р е х о д о м (см. *Полупроводниковый лазер*, *Электронно-дырочный переход*).

Б. О п т и ч е с к а я н а к а ч к а п о л у п р о в о д н и к а. Частота накачки должна быть больше частоты усиливаемого или генерируемого излучения, а ее мощность должна быть такой, чтобы, несмотря на непрерывные релаксационные переходы электронов обратно в валентную зону, концентрация электронов в зоне проводимости поддерживалась бы достаточно высокой.

В. Б о м б а р д и р о в к а п о л у п р о в о д н и к а п у ч к о м э л е к т р о н о в с э н е р г и я м и в н е с к. т ы с. *эв* (того же порядка, что и в кинескопах телевизоров). Электроны пучка, двигаясь сквозь кристаллич. решетку, передают по пути часть своей кинетич. энергии валентным электронам, к-рые переходят в зону проводимости. При большой интенсивности пучка число рожденных электронно-дырочных пар может быть достаточным для выполнения условия квантового усиления.

Достоинства полупроводниковых лазеров — большая плотность «рабочих» частиц, высокий кпд, легкость управления интенсивно-

стью излучения в сочетании с простотой и компактностью конструкции — приведут в ближайшем будущем к их быстрому усовершенствованию и широкому практич. применению (см. *Полупроводниковый лазер*).

6. Заключение

К. э. очень молода, ее возраст — около 15 лет. Быстрое развитие и успехи К. э. можно объяснить (по крайней мере отчасти) плодотворным объединением идей, понятий и усилий ученых трех областей науки — атомной физики, радиофизики и оптики.

История К. э., так же как и ее теоретическое и экспериментальное «вооружение», тесно связана с *радиоспектроскопией*, исследующей свойства вещества с помощью избирательного (резонансного) поглощения радиоволн. Одно из основных направлений радиоспектроскопии — пучковая спектроскопия, изучающая поглощение радиоволн узкими пучками атомов или молекул, возникла в 1938 г. Результатом развития этих исследований является стандарт частоты на пучке атомов цезия (1952 г.). Первый квантовый генератор — молекулярный генератор на аммиаке, созданный в 1954 г. почти одновременно Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым в СССР (в Физическом институте им. Лебедева) и Ч. Таунсом с сотр. в США (в Колумбийском университете), также является по существу *радиоспектроскопом*, который, однако, устроен так, что молекулы аммиака не поглощают, а излучают радиоволны (с длиной волны $\lambda \sim 1$ *см*). В 1960 г. был построен еще один тип пучкового квантового генератора, в к-ром излучают атомы водорода ($\lambda = 21$ *см*). Из трех основных квантовых

Н. Г. Басов, Ч. Таунс и А. М. Прохоров (справа налево) в Физическом институте Академии наук СССР им. П. Н. Лебедева.

стандартов частоты — цезиевого, аммиачного и водородного — последний обладает наибольшей стабильностью.

Газовая радиоспектроскопия возникла в середине 40-х годов на основе техники сантиметровых волн, созданной к тому времени для нужд радиолокации. Газовая радиоспектроскопия исследует резонансное поглощение радиоволн веществом в газообразном состоянии; это поглощение вызывается, как правило, вращательным движением молекул (см. выше). Примером практич. достижения этих исследований являются стандарты частоты с оптической накачкой. Большую роль в разработке молекулярного генератора имели исследования спектра аммиака методами газовой радиоспектроскопии.

В 1944—46 гг. были проведены первые успешные эксперименты по *магнитному резонансу* в твердых телах и жидкостях. Развитие теории и экспериментальной техники *электронного парамагнитного резонанса* позволило в 1956 г. создать, по предложению Н. Бломбергена, первый квантовый парамагнитный усилитель на рубине.

Вскоре после появления молекулярных генераторов и парамагнитных усилителей начались работы по осуществлению принципов квантового усиления и генерации электромагнитных волн в оптич. диапазоне, к-рые привели в 1960 г. к созданию первого оптич. квантового генератора — лазера на рубине. Уже в 1961 г. появился *газовый лазер*, и еще через год — *полупроводниковый лазер*. Датой рождения *нелинейной оптики* можно также считать 1961, когда Франкен с сотр. наблюдали удвоение частоты излучения рубинового лазера — красный свет лазера при прохождении его через кристалл кварца превращался в ультрафиолетовый.

Создание и современное развитие К. э. связано с работами лауреатов Нобелевской и Ленинской премий академиков Н. Г. Басова, А. М. Прохорова, лауреатов Нобелевской премии Ч. Таунса, Н. Бломбергена, А. Кастлера и др. ученых.

Сейчас в сотнях лабораторий мира ведутся работы по усовершенствованию квантовых стандартов частоты, парамагнитных усилителей, лазеров, по созданию квантовых приборов новых типов и устройств, работающих в новых диапазонах частот, и их применению. Особенно актуальна в настоящее время проблема создания квантовых генераторов субмиллиметрового ($\lambda \sim 1—0{,}1$ *мм*) и ультрафиолетового ($\lambda \sim 0{,}4$ *мкм*) диапазонов и источников когерентного света с регулируемой частотой.

Лит.: 1) Фабрикант В., Классика, кванты и квантовая электроника, «Наука и жизнь», 1965, № 10; 2) Прохоров А. М., Квантовая электроника, «УФН», 1965, т. 85, вып. 4; 3) Басов Н. Г., Полупроводниковые квантовые генераторы, там же, 1965, т. 85, вып. 4; 4) Шавлов А., Современные оптические генераторы, там же, 1963, т. 81, вып. 4; 5) Таунс Ч., Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул, там же, 1966, т. 88, вып. 3; 6) Климонтович Ю. Л., Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, М., 1966. *Д. Н. Клышко.*

КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ
и времени

1. Измерение времени

Точное измерение времени является предметом спец. науки — метрологии. Любой процесс измерения сводится к сравнению измеряемой величины с другой, принятой в качестве о б р а з ц о в о й м е р ы. Самая лучшая, хорошо изученная образцовая мера, обеспечивающая наибольшую доступную точность измерения, устойчивая против внешних воздействий, неизменная во времени, возводится в ранг э т а л о н а.

Интересно проследить за историей развития измерительной техники, напр. измерения длины. Первоначально ед. длины — дюйм, фут, вершок и др. — были связаны с размерами человеч. тела. С развитием техники разнобой в измерениях линейных размеров стал тормозом прогресса. В качестве ед. длины был принят метр. Хотя он и был определен как одна сорокамиллионная часть земного меридиана, его связь с размерами Земли имеет второстепенное значение. Эталон метра был изготовлен в виде стержня из спец. сплава. Точность градуировки по эталону мерных линеек и др. приборов для измерения длины до сих пор с избытком удовлетворяет всем потребностям техники. Однако развитие науки привело к необходимости переопределения ед. длины.

В результате совершенствования оптич. измерений удалось непосредственно сопоставить длину эталонного метра с длиной световой волны λ, соответствующей одной из *спектральных линий* инертного газа криптона (Kr), точнее, одного из его изотопов (Kr^{86}). Оказалось, что 1 *м* = 1650763,73 λ (Kr^{86}). Теперь эталоном длины, по существу, стала световая волна, излучаемая атомами Kr^{86}. Она может быть воспроизведена в любой лаборатории.

Измерение времени существенно отличается от измерений длины. Время нельзя остановить, чтобы с удобством провести измерение, или повторить его, длину же можно измерять многократно. Даже кинопленка не позволяет полностью повторить измерение времени: ведь для этого необходимо обеспечить абсолютно точное совпадение скоростей съемочного и проекционного аппаратов и столь же точное измерение этих скоростей, а это снова приводит к задаче измерения времени.

Первоначально эталоном времени являлось суточное вращение Земли. Его период определялся по двум последовательным наблюдениям прохождения какого-нибудь небесного светила через плоскость меридиана места наблюдения. Однако определение длительности суток имеет для подавляющего большинства людей второстепенное значение. Мы нуждаемся в измерении более коротких промежутков времени — часов, минут и секунд (1 *сек* = 1/86400 суток). К сожалению, астрономы не могут решить задачи непосредственного измерения м а л ы х интервалов времени, более важных в повседневной жизни. Для их измерения служат часы. Ход часов до последнего времени проверялся и регулировался при помощи астрономич. наблюдений.

Уже древние астрономы убедились в том, что длительность интервалов между двумя последовательными прохождениями Солнца

через плоскость меридиана не совпадает с длительностью подобного интервала для любой из «неподвижных» звезд. Солнечные сутки на 4 *мин* больше звездных. Это—следствие движения Земли по ее орбите (вращение Земли вокруг оси и по орбите происходит в одном направлении). Пользоваться звездным временем неудобно; ведь вся наша жизнь связана со сменой дня и ночи, т. е. с солнечными сутками. Но непосредственное измерение солнечных суток с большой точностью — трудная задача. Во-первых, Солнце слишком «велико»; во-вторых, солнечное излучение нагревает и деформирует точные приборы; в-третьих, длительность солнечных суток меняется в течение года из-за изменения скорости движения Земли по орбите. Поэтому непосредственное определение периода вращения Земли должно производиться по наблюдению звезд. Для практич. же целей приходится учитывать разницу между звездными и солнечными сутками и регулировать часы так, чтобы они следовали не за истинным вращением Земли, а за видимым суточным движением Солнца. Так возникло парадоксальное положение, при к-ром мы пользуемся солнечным временем, определяя его по звездам.

После того как Галилей создал теорию качаний маятника, а Гюйгенс изобрел вращающийся маятник — балансир, появились маятниковые часы. Лучшие из них позволили вскоре обнаружить систематич. замедление суточного вращения Земли, вызванное действием океанских приливов.

После изобретения еще более точных *кварцевых часов* (в к-рых роль колебаний маятника играют упругие колебания кварцевых пластинок) в 30-х гг. нашего века было установлено, что и при учете регулярного замедления длительность суток все же не постоянна. Она может изменяться в обе стороны на тысячные и даже сотые доли секунды.

В середине нашего века стало ясно, что точность лучших часов превзошла точность нашего природного эталона времени — суток. Астрономы пытались справиться с возникшими трудностями, приняв за основу измерения времени не суточное вращение Земли, а ее гораздо более стабильное годичное обращение по орбите вокруг Солнца. Но выяснилось, что точность, с к-рой удается измерить длительность года, еще меньше, чем точность измерения суток. Возможности астрономов оказались исчерпанными.

Принципиально новые и более точные методы пришли в службу времени из *радиоспектроскопии* (области физики, исследующей поглощение радиоволн различными атомами и молекулами) и *квантовой электроники*. Оказалось, что каждый атом или молекула избирательно излучают или поглощают не только свет, но и радиоволны определенной длины волны λ или частоты ν. Эти длины волн и частоты отличаются непревзойденным постоянством, т. к. зависят почти исключительно от строения атомов или молекул (см. *Уровни энергии*, *Квантовый переход*).

Именно поэтому наблюдение спектральных линий в оптич. диапазоне позволило создать оптич. эталон длины, а наблюдение спектральных линий в радиодиапазоне открыло новый путь для точного измерения частоты ν, а следовательно, и периода $T = 1/\nu$, т. е. времени. Этот путь и привел к созданию квантовых стандартов частоты и времени. Термин «квантовые» связан с тем, что

поведение излучающих и поглощающих атомов, молекул и ионов подчиняется законам квантовой механики.

С точки зрения метрологии К. с. ч. следовало бы называть образцовыми мерами времени и частоты. На основе группы таких стандартов в ряде стран (СССР, США, Англия, Швейцария, Япония и др.) созданы квантовые эталоны частоты и времени. Они отличаются от К. с. ч. лишь тем, что их погрешности изучены более подробно, а эксплуатация регламентирована более строго.

Так появились сверхточные атомные и молекулярные часы, ход к-рых определяется не периодом колебаний маятника, а периодом электромагнитных колебаний, характерных для выбранных атомов и молекул. Ход этих часов не зависит от необратимых процессов, неизбежных в макроскопич. телах. Необратимые процессы, влияющие на ход обычных часов, проявляются в постепенном истирании осей и подшипников, в уменьшении упругости пружин и связаны с постепенным изменением поверхностной и внутренней структуры материалов, из к-рых сделаны детали часов. Удаление одного атома с поверхности пружины или оси маятника никак не скажется на ходе часов. Но постепенное накопление таких ничтожных изменений приведет к тому, что часы начнут спешить или отставать. Подобные процессы, объединенные общим термином — старение, — неизбежны в любых механизмах и приборах, в состав к-рых входят невообразимо большие количества атомов и молекул. Старение неизбежно и в кварцевых часах.

Совсем иначе ведут себя микросистемы — атомы и молекулы, состоящие из небольшого числа элементарных частиц — электронов, протонов и нейтронов. Удаление любой из них приводит к резкому изменению свойств микросистемы и может быть сразу замечено. Напр., удаление одного электрона из электронной оболочки атома превращает его в ион. Это немедленно сказывается не только на его электрич. свойствах, но и на спектрах поглощения или излучения электромагнитных волн, к-рые для атома и иона существенно различны. Радиоактивный распад, сопровождающийся вылетом из ядра атома к.-л. частицы, превращает этот атом в атом др. хим. элемента с качественно отличным спектром. Старение микросистемы невозможно именно потому, что составляющие ее частицы (электроны и атомное ядро) не подвержены небольшим накапливающимся изменениям. Для них возможны лишь резкие квантовые превращения, сопровождающиеся существенным изменением свойств. Именно этим объясняются исключительное постоянство и точность К. с. ч., связанных с наблюдением спектральных линий.

2. Спектральная линия — «отметка» на шкале частот

Важнейшим свойством каждой микросистемы — атома или молекулы — является величина ее внутренней энергии $\mathscr{E}$. Она не может быть любой. Квантовые законы определяют для каждой микросистемы дискретный набор возможных значений внутренней энергии — энергетических состояний или *уровней энергии*. В изолированной от внешних воздействий микросистеме свойственный ей набор возможных энергетич. состояний $\mathscr{E}_1, \mathscr{E}_2, \ldots, \mathscr{E}_n$, наз. энергетическим спектром, всегда

остается неизменным. Состояние с наименьшей энергией наз. о с н о в н ы м, остальные — в о з б у ж д е н н ы м и. Переходы между этими состояниями сопровождаются изменениями внутренней энергии микросистемы. При этом могут излучаться или поглощаться вполне определенные порции — кванты электромагнитной энергии — ф о т о н ы (см. *Квантовый переход*). Закон сохранения энергии связывает энергию фотона $h\nu$, поглощенного или излученного микросистемой, с величиной скачка ее внутренней энергии:

$$h\nu_{\text{НК}} = \mathscr{E}_{\text{н}} - \mathscr{E}_{\text{к}}. \qquad (1)$$

Здесь h — *Планка постоянная*, $\nu_{\text{НК}}$ — частота излучаемой или поглощаемой волны; $\mathscr{E}_{\text{н}}$ и $\mathscr{E}_{\text{к}}$ — энергии начального и конечного состояний микросистемы. При переходе из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией атомы или молекулы излучают, при обратном переходе — поглощают (рис. 1). Ф-ла (1) описывает набор частот, к-рые может излучать или поглощать данный атом или молекула, т. е. свойственные им частоты с п е к т р а л ь н ы х л и н и й. Именно эта ф-ла вместе с квантовыми законами, определяющими энергетич. спектр атомов и молекул, лежит в основе работы К. с. ч.

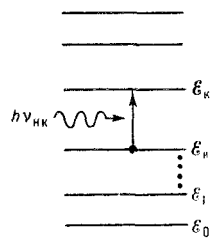


Рис. 1. Атом переходит из начального состояния с меньшей энергией $\mathscr{E}_{\text{н}}$ в конечное состояние с большей энергией $\mathscr{E}_{\text{к}}$. При переходе поглощается фотон, энергия которого $h\nu_{\text{НК}} = \mathscr{E}_{\text{н}} - \mathscr{E}_{\text{к}}$.

Каждый вид атомов или молекул имеет характерный для него спектр, т. е. испускает (поглощает) линии определенных частот. Изучением спектральных линий во всем диапазоне электромагнитных волн — от радиоволн до гамма-лучей — занимается спец. область физики — с п е к т р о с к о п и я. Радиоспектроскопия является одним из ее разделов. *Радиоспектроскопы* позволяют наблюдать спектральные линии в радиодиапазоне. В них через вещество, содержащее исследуемые атомы или молекулы, пропускается радиоволна, частота к-рой плавно изменяется, причем измеряется ее поглощение в этом веществе. Если частота далека от значений, определяемых ф-лой (1), то поглощение невелико и обусловлено побочными причинами. По мере приближения частоты к одному из значений, соответствующих ф-ле (1), поглощение радиоволны начинает увеличиваться — сначала плавно, а потом все более резко и достигает максимума, когда частота в точности соответствует равенству (1). Далее, поглощение сначала резко, а затем плавно уменьшается. График зависимости поглощения от частоты ν изображает форму, или контур, спектральной линии (рис. 2).

Т. о., наблюдаемые спектры не полностью описываются ф-лой (1). Это связано с тем, что уровни энергии не могут быть изображены бесконечно узкими линиями, как следовало бы из рис. 1, а обладают к о н е ч н о й ш и р и н о й. Поэтому спектры излучения или по-

глощения, соответствующие переходам между уровнями, также состоят из линий конечной ширины $\Delta\nu$. Ширина и форма спектральных линий зависят от многих факторов. Одной из основных причин уширения уровней является взаимодействие частиц друг с другом. Напр., в газе из-за столкновений атомов друг с другом процессы излучения или поглощения электромагнитной энергии нарушаются, а энергетич. уровни атомов несколько смещаются, причем у различных атомов по-разному. В результате энергетич. уровни всей совокупности атомов «размыты», а спектральные линии имеют некоторую ширину и форму, характеризующую взаимодействие атомов друг с другом. Чем больше давление газа, т. е. плотность атомов или молекул, тем чаще они сталкиваются и тем шире линия (см. *Ширина спектральных линий*).

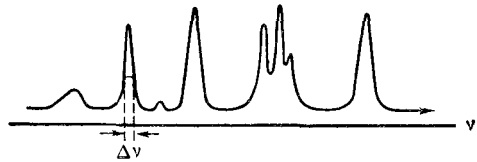


Рис. 2. Спектральные линии, наблюдаемые с помощью радиоспектроскопа, имеют различную ширину $\Delta\nu$ и форму.

Внешние воздействия, напр. электрич. и магнитные поля, также могут изменять значения внутренней энергии микросистемы и вызывать возникновение новых энергетич. состояний, существование к-рых при отсутствии внешнего воздействия невозможно. В этих случаях в спектре атома или молекулы возникает вместо одного уровня неск. различных подуровней. Благодаря этому частота и форма первоначальных линий может измениться (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*).

Естественно, что использование спектральных линий в стандартах частоты требует максимально узких линий. Это означает, что необходимо устранить или, по крайней мере, ослабить взаимодействие между частицами и все внешние воздействия на них. Неустранимые же воздействия должны тщательно учитываться.

Однако даже при идеальной изоляции атомов и молекул их спектральные линии не могут быть бесконечно узкими. Причиной неустранимой естественной ширины спектральных линий оказывается фундаментальное соотношение неопределенностей между энергией и временем. Оно выражает важнейшее свойство природы: в микромире энергия $\mathscr{E}$ не может быть определена сколь угодно точно при конечном времени измерения Δt. Но т. к. время измерения Δt всегда конечно, а частота ν связана с энергией $\mathscr{E}$ соотношением (1), то в измерение частоты всегда входит нек-рая неопределенность $\Delta\nu$. При измерении эта неопределенность частоты проявляется как нек-рая неустранимая погрешность измерения:

$$\Delta\nu = 1/\Delta t, \qquad (2)$$

где $\Delta\nu$ — погрешность частоты в *гц*, Δt — длительность измерения в *сек*. Затратив на измерение 1 *сек*, нельзя получить результат с погрешностью меньшей, чем один *гц*. Только при бесконечно длительном наблюдении можно было бы получить нулевую погрешность (см. *Неопределенностей соотношение*).

Возможность уменьшить погрешность $\Delta\nu$ за счет увеличения времени наблюдения Δt ограничена нестабильностью радиоспектроскопов (см. ниже). Однако в большинстве случаев существенна не абс. погрешность частоты $\Delta\nu$, а ее относительная погрешность $\Delta\nu/\nu$. Естественный путь уменьшения этой величины — переход к более высоким частотам. При $\nu \sim 10^{10}$ *гц* (сантиметровые волны) и при времени наблюдения $\Delta t \approx 100$ *сек* естественная ширина линии приводит к относительной погрешности измерения $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-12}$ (аналогично, ошибка в 1 *м* недопустима при измерении расстояния в 100 *м*, но не играет роли при измерении расстояния от Москвы до Владивостока).

В реальных условиях целый ряд физ. процессов, в том числе и взаимодействие частиц, «размывает» наблюдаемую спектральную линию гораздо больше, чем соотношение неопределенностей. Их устранение связано с большими трудностями (см. ниже).

Спектральные линии могут иметь не только заметную ширину, но и сложную форму (рис. 2). Однако в К. с. ч. детали строения спектральных линий, важные для *радиоспектроскопии*, не играют роли. Здесь существенна лишь возможность точно фиксировать нек-рое значение частоты при помощи данной спектральной линии. За это значение принимают частоту ν_0, соответствующую вершине спектральной линии. Именно при этой частоте ν_0 квантовые переходы наиболее вероятны. Поэтому ее наз. также резонансной частотой.

Но форма реально наблюдаемых спектральных линий такова, что непосредственное определение точного положения ее вершины является не простой задачей. На рис. 3,*а* изображена теоретич. кривая, описывающая спектральную линию, на рис. 3,*б* и 3,*в* — та же спектральная линия, полученная экспериментально с помощью радиоспектроскопа. Изрезанность экспериментальных линий вызвана случайными электрич. процессами, происходящими в измерительной аппаратуре, — шумами. Шумы не могут быть полностью устранены, однако методы их уменьшения разработаны достаточно хорошо (см. *Шумы*). Отношение интенсивности линии к интенсивности шума является важнейшей характеристикой частотноизмерительной аппаратуры. Оно определяет случайные погрешности, ограничивающие точность, с к-рой по наблюдению спектральной линии может быть определено положение ее вершины ν_0.

Гораздо более опасными, чем случайные погрешности, являются систематические погрешности, вызываемые дефектами аппаратуры, либо неизученными внешними воздействиями. Выявление и устранение каждого источника систематич. погрешности является самостоятельной и иногда весьма сложной задачей. Систематич. погрешности при определении резонансной частоты ν_0 спектральной линии вызываются как физ. процессами, приводящими к изменению энергетич. спектра микросистемы, так и влияниями измерительного тракта. Напр., сдвиг вершины линии (рис. 3,*в*) произойдет, если измерительная аппаратура содержит резонаторы, собственные частоты к-рых не совпадают с частотой ν_0. Но такой же сдвиг вершины спектральной линии может возникнуть и вследствие наложения на рассматриваемую спектральную линию достаточно близкой соседней линии.

Из предыдущего ясно, что основой каждого К. с. ч. является радиоспектроскоп, позволяющий наблюдать избранную спектраль-

ную линию в радиодиапазоне и точно измерять частоту ее вершины ν_0. С точки зрения метролога вершина спектральной линии является частотным репером, или «отметкой на шкале частот».

Обычно радиоспектроскоп соединяют с устройством, позволяющим сравнивать частоты внешних сигналов с реперной частотой ν_0. Сочетание радиоспектроскопа с такой дополнительной схемой сравнения превращает его в К. с. ч. Так как частота ν и период колебаний T однозначно связаны между собой ($T = 1/\nu$), то К. с. ч. можно превратить в квантовые часы, снабдив его устройством, приводящим во вращение стрелки или формирующим к.-л. сигналы времени (см. *Квантовые часы*).

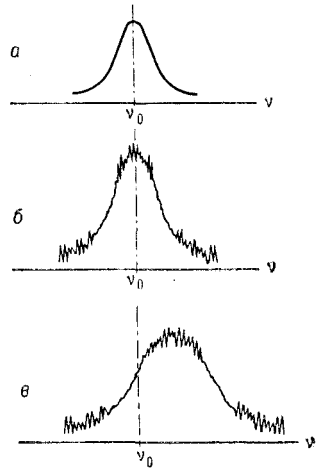


Рис. 3. *а* — спектральная линия, не искаженная измерительной аппаратурой; *б* — экспериментальная кривая, изрезанная шумами; *в* — экспериментальная кривая, форма которой искажена в результате неправильной настройки измерительной аппаратуры.

Сравнивая с секундой период колебаний, соответствующий частоте избранной спектральной линии, можно перевести измерение времени на квантовую основу так же, как это сделано для измерения длины в результате сравнения метра с длиной световой волны Kr^{86}. Для этой цели избрана одна из спектральных линий цезия Cs^{133}, причем установлено, что 1 *сек* = 9192631770,0 периодов колебаний, соответствующих вершине этой спектральной линии (см. ниже).

Существует неск. типов К. с. ч. Они отличаются методами наблюдений спектральных линий, т. е. типами радиоспектроскопов. Каждый из них позволяет наблюдать в радиодиапазоне спектральные линии многих атомов и молекул, что, в свою очередь, увеличивает число различных типов К. с. ч.

3. Атомнолучевые стандарты частоты

Устройства, наз. атомнолучевыми стандартами частоты, были созданы еще до того, как квантовая электроника оформилась в самостоятельную область науки. Атомнолучевые стандарты возникли

в результате изучения и усовершенствования радиоспектроскопа, схема к-рого изображена на рис. 4. Рассмотрим работу такого устройства, основанного на наблюдении спектральных линий ц е з и я. Суть этого метода заключается в том, что резонансную (реперную) частоту ν_0 спектральной линии Cs определяют, измеряя число атомов Cs, совершивших соответствующий квантовый переход.

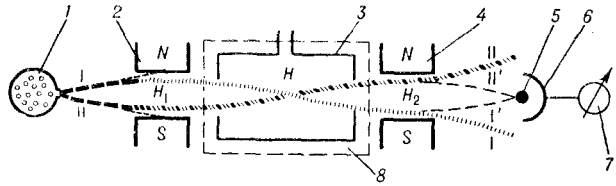


Рис. 4. Схема атомнолучевой трубки: *1* — источник пучка; *2* и *4* — отклоняющие магниты, создающие неоднородные магнитные поля H_1 и H_2; *3* — объемный резонатор, в котором возбуждаются электромагнитные волны, находящийся в постоянном и однородном магнитном поле; *5* — раскаленная вольфрамовая проволочка; *6* — коллектор; *7* — измерительный прибор; *8* — область постоянного однородного магнитного поля H (пунктир).

Источник и приемник атомов цезия. Пучок атомов Cs вылетает из источника (*1*), выходное отверстие к-рого имеет форму узкой щели (иногда щель заполняют множеством тонких капилляров, что способствует лучшей направленности атомного пучка, см. *Молекулярные и атомные пучки*). Пучок, вылетающий из щели в форме плоской ленты, направляется на приемник *5*, расположенный в противоположном конце прибора. Основной частью приемника является тонкая раскаленная вольфрамовая проволока или ленточка, на к-рую попадают атомы Cs. При ударе атома Cs о поверхность проволоки его электронная оболочка входит в тесный контакт с электронными оболочками атомов вольфрама W. Вольфрам выбран потому, что энергия связи внешнего (валентного) электрона Cs с поверхностью W оказывается большей, чем энергия связи этого электрона с самим атомом Cs. Поэтому, попав на раскаленную поверхность W, атом Cs отдает ему свой внешний электрон и улетает в виде положительного иона (п о в е р х н о с т н а я и о н и з а ц и я). Образующиеся ионы Cs, удалившись от раскаленной проволоки, притягиваются отрицательно заряженным коллектором *6*. В результате электрич. ток, текущий через коллектор, оказывается пропорциональным числу атомов Cs, попавших на приемник. Однако ниже мы увидим, что попасть на приемник могут только те атомы, к-рые по пути от источника к приемнику поглотили или испустили квант радиоизлучения определенной частоты, т. е. изменили свою энергию.

Расщепление цезиевого пучка в магнитном поле. Атомы Cs, вылетающие из источника, находятся в различных энергетических состояниях. Они распределены по уровням энергии в соответствии с *Больцмана распределением*. По пути от источника к приемнику атомы Cs пролетают между полюсами о т к л о н я ю щ е г о м а г н и т а *2*, т. е. через магнитное поле, назначение которого — расщепить пучок атомов на части, отличающиеся тем, что в различных частях летят атомы, находящиеся в раз-

личных энергетич. состояниях. Магнитное поле H_1 должно по-разному отклонять атомы, находящиеся на различных уровнях энергии. Однородное магнитное поле может расщепить уровень атома на магнитные подуровни, но оно не может изменить движение нейтрального атома (в однородном поле силы, действующие на положительный заряд ядра и отрицательный заряд электронной оболочки атома, совершенно одинаковы по величине и противоположны по направлению; поэтому они взаимно уничтожаются). Для воздействия на движения нейтрального атома необходимы неоднородные магнитные поля, в к-рых результирующая сила, испытываемая атомом, не равна нулю и отклоняет его от первоначального направления движения.

Выбором формы полюсных наконечников можно создать такое неоднородное магнитное поле (рис. 5), в части к-рого (заштрихованная область) на атомы действует постоянная по величине и направлению сила. Эта сила искривляет траекторию полета атома, подобно тому, как сила тяжести действует на траекторию пули или снаряда. Для медленных атомов траектория искривляется больше, чем для быстрых. Но, в отличие от силы тяжести, в поле к-рой все тела движутся одинаково (независимо от их массы), движение атомов в неоднородном магнитном поле зависит от их магнитных свойств.

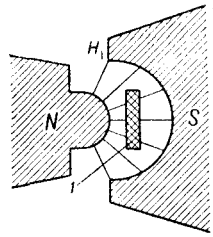


Рис. 5. Неоднородное магнитное поле отклоняющего магнита: *1* — область постоянных по величине сил, действующих на атомы, летящие перпендикулярно плоскости рисунка.

Магнитные свойства намагниченных тел, напр. стрелки компаса, описываются *магнитным моментом*. Эта же величина характеризует магнитные свойства атомов и молекул. Не все микрочастицы обладают магнитными моментами. Атомы и молекулы, у к-рых магнитный момент отличен от нуля, наз. парамагнитными (см. *Парамагнетизм*). Атом Cs обладает магнитным моментом, к-рый определяется суммой магнитного момента его внешнего электрона и магнитного момента ядра.

В отсутствие магнитного поля магнитные моменты атомов направлены хаотично, а внутренняя энергия атома $\mathscr{E}$ не зависит от ориентации его магнитного момента в пространстве. Это означает, что на одном энергетич. уровне находятся (его населяют) атомы с различно направленными магнитными моментами. В магнитном поле, в соответствии с законами квантовой механики, магнитные моменты атомов могут иметь лишь определенные ориентации, напр. «по» полю и «против» поля. Соответственно можно говорить о возможных ориентациях атома в пространстве. При этом значения внутренней энергии $\mathscr{E}$, соответствующие различным ориентациям магнитного момента, различны. Иными словами, энергетич. уровни атома, обладающего магнитным моментом, в магнитном поле расщепляются на неск. магнитных подуровней. Между

ними могут происходить квантовые переходы. Разность энергии между магнитными подуровнями соответствует радиодиапазону и растет с увеличением напряженности магнитного поля (см. *Зеемана эффект*, *Электронный парамагнитный резонанс*).

Число допустимых ориентаций магнитного момента атома в магнитном поле, т. е. число магнитных подуровней, зависит от вращательного момента атома, к-рый для краткости наз. просто моментом. Эта характеристика атома очень напоминает вращательный момент, определяющий поведение гироскопов. Однако, как большинство аналогий, эта аналогия неполностью сохраняет свою силу применительно к микросистемам. Момент атома складывается из двух частей. Одна часть связана с вращательным движением электронов вокруг ядра (орбитальный момент), другая определяется внутренними свойствами электронов и ядер и не связана ни с каким известным в настоящее время движением. Эта часть момента атомов наз. спиновым моментом, или просто *спином*.

Рассмотрим расщепление уровня в магнитном поле на простейшем примере атома водорода. У атома водорода спин электрона и спин ядра имеют наименьшую возможную величину и равны $^1/_2$ (в единицах $h/2\pi$). По законам квантовой механики, частицы со спином $^1/_2$ в магнитном поле могут принимать лишь две ориентации: спин направлен либо «по» полю, либо «против» поля. Поэтому атом водорода в основном состоянии может иметь два значения спина 0 и 1, в зависимости от того, одинаково или противоположно направлены спины его ядра и электрона. В первом случае $^1/_2 - {}^1/_2 = 0$, во втором: $^1/_2 + {}^1/_2 = 1$. В первом случае энергия атома в магнитном поле $\mathscr{E}'_0$ не зависит от его ориентации. Во втором случае допустимы лишь три ориентации атома, при к-рых его спин направлен «по», «поперек» и «против» поля. Энергия атома $\mathscr{E}''_0$ в этих трех случаях будет различной. Это означает, что уровень атома водорода $\mathscr{E}'_0$ со спином 0 не расщепляется, а уровень атома водорода $\mathscr{E}''_0$ со спином 1 в магнитном поле расщепляется на три подуровня. Энергия верхнего из этих трех $\mathscr{E}_3$ увеличивается с ростом поля $\boldsymbol{H}$, энергия нижнего уровня $\mathscr{E}_1$ уменьшается, а энергия уровня $\mathscr{E}_2$ почти не зависит от величины поля (рис. 6). Теперь перейдем к атому Cs.

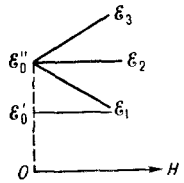


Рис. 6. Уровень атома водорода $\mathscr{E}''_0$ со спином 1 расщепляется в магнитном поле $\boldsymbol{H}$ на три магнитных подуровня. На уровень со спином 0 магнитное поле не влияет.

Атом Cs в основном состоянии может иметь спин, равный 3 или 4, что определяется более сложным строением его ядра. Соответственно атом Cs может иметь в первом случае 7 и во втором случае 9, т. е. всего 16 различных ориентаций магнитного момента относительно внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}$. Поэтому основной уровень атома Cs расщепляется в магнитном поле на 16 магнитных подуровней. Энергия этих подуровней различно зависит от напряжен-

ности магнитного поля. Существенно, что для семи из них энергия атома возрастает с увеличением магнитного поля, для других семи убывает, а для двух почти не зависит от величины поля.

Т. к. все атомы Cs стремятся перейти в состояние с наименьшей энергией, а силы, возникающие при этом, зависят от энергетич. состояния атома, то пучок атомов Cs в неоднородном магнитном поле H_1 расщепляется на 16 частей. Семь из них отклоняются туда, где поле сильнее, семь отклоняются в противоположную сторону, а две части летят почти не отклоняясь. Посмотрим, к чему это приводит.

Взаимодействие атомов цезия с электромагнитным полем. На рис. 4 изображены два луча I и II, ограничивающие пучок и выходящие из источника под одинаковыми углами к оси установки. В пучок первоначально входят все атомы, вылетающие из источника в указанных направлениях. Но магнитное поле H_1, во-первых, расщепляет основной уровень на 16 магнитных подуровней, а, во-вторых, т. к. оно неоднородно, по-разному действует на атомы, находящиеся на разных магнитных подуровнях. Поэтому пучок постепенно расширяется, подобно вееру, часть его атомов отклоняется к северному полюсу магнита (где поле сильнее, рис. 5), часть — к южному полюсу (где поле слабее), а небольшая часть сохраняет в магнитном поле практически прежнее направление.

Частицы, энергия к-рых уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля, первоначально входившие в верхний край пучка (I), отклоняются к северному полюсу магнита и «выходят из игры». Они не будут участвовать в работе прибора. Оставшиеся атомы отклоняются к южному полюсу и поэтому изменяют свои траектории, как показано на рис. 4. Аналогично выходят из нижнего края пучка (II) частицы, энергия к-рых уменьшается с уменьшением напряженности магнитного поля. Они отклоняются к южному полюсу, а траектории оставшихся частиц «загнутся» в сторону северного полюса.

На рис. 4 видно, что интересующие нас пучки атомов I и II далее проходят через неоднородное поле H_2 второго магнита *4* той же конфигурации. Поле H_2 делает пучок еще более расходящимся и отбрасывает атомы Cs далеко от приемника *5*. Т. о., рассортированные по энергиям атомы, пролетая через оба магнитных поля H_1 и H_2, вообще не попали бы на приемник. Но тут «вступает в игру» объемный резонатор *3*, находящийся между двумя отклоняющими магнитами; в нем атомы Cs попадают в электромагнитное поле, частота которого подбирается так, чтобы она возможно ближе совпадала с частотой перехода между двумя магнитными подуровнями атомов Cs $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, напр. такими подуровнями, что частицы с энергией $\mathscr{E}_1$ содержатся только в пучке I и отсутствуют в пучке II, а частицы с энергией $\mathscr{E}_2$ — наоборот. Кванты электромагнитной энергии такой частоты вызовут переходы атомов Cs с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_2$ и обратно, т. е. резонансное поглощение и вынужденное испускание. В результате в пучке I появятся атомы, к-рые в поле H_2 будут отклоняться в противоположную сторону, т. е. к приемнику. То же самое произойдет в пучке II. Т. о., на приемник попадут только те частицы, к-рые совершили квантовый переход под влиянием электромагнитного поля. Они и будут зарегистрированы приемником.

Все это будет иметь место, если в полости объемного резонатора *3*, в к-рой возбуждаются электромагнитные волны и где они взаимодействуют с атомами, существует о д н о р о д н о е магнитное поле *H*. Ведь только в магнитном поле вообще появляются магнитные подуровни и возможны переходы между ними.

Цезиевый репер частоты. Число атомов, испытавших взаимодействие с электромагнитной волной и поэтому попадающих ежесекундно на приемник, тем больше, чем ближе частота электромагнитных колебаний, возбуждаемых в объемном резонаторе *3*, к одной из частот, определяемых ф-лой (1). Поэтому при плавном изменении частоты электромагнитных колебаний меняется и ток в приемнике пучка. Зависимость тока приемника от частоты электромагнитного поля в резонаторе изображает контур спектральной линии (рис. 7). Максимум соответствует резонансной частоте ν_0, т. е. реперу частоты.

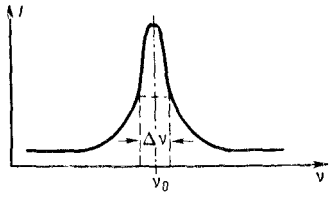


Рис. 7. Спектральная линия, наблюдаемая в атомнолучевом радиоспектроскопе.

Точность определения реперной частоты ν_0 зависит от ширины линии. В описываемом устройстве ширина линии существенно зависит от постоянства и однородности магнитного поля *H* в области резонатора. Если поле недостаточно однородно, то квантовые переходы будут происходить не только под действием одной резонансной частоты, определяемой ф-лой (1), но и под действием близких частот, т. е. линия будет «размыта». Если же поле *H* недостаточно постоянно во времени, то энергии магнитных подуровней изменяются во времени (ведь они зависят от величины магнитного поля), а следовательно, изменяется и частота перехода между магнитными подуровнями в соответствии с ф-лой (1). Это означает, что вершина спектральной линии со временем смещается, что приводит к ошибке в определении частоты.

При идеально однородном и постоянном поле *H* ширина линии $\Delta\nu$ определяется в р е м е н е м п р о л е т а атомов через резонатор. Чем это время больше, т. е. чем больше размеры резонатора, тем меньше ширина линии. Но чем больше размеры резонатора, тем труднее в нем создать настолько однородное постоянное магнитное поле, чтобы создаваемое им уширение не выходило за пределы ширины $\Delta\nu_0$, определяемой временем пролета.

Чтобы обойти трудности, возникающие в связи с необходимостью получения однородного магнитного поля в большом объеме, амер. физик Н. Рэмси предложил несколько усложнить атомнолучевой радиоспектроскоп. В радиоспектроскопе Рэмси взаимодействие атомов с электромагнитным полем происходит не во всем объеме резонатора, а лишь в двух коротких участках их траектории, когда атомы пролетают через отверстия в резонаторе вблизи его концов. Последний представляет собой отрезок *волновода*, изогнутый в виде буквы П с короткими ножками и длинной перекладиной (рис. 8).

Сложная форма спектральной линии, наблюдаемая в таком радиоспектроскопе (рис. 9), является результатом наложения двух линий, образованных пролетом частиц через каждый из концов ре-

зонатора. Т. к. время пролета частицы через резонатор мало, то ширина каждой линии велика. Эта суммарная ширина образует широкий пьедестал результирующей линии. Ширина же узкого центрального пика, определяющая истинную точность измерения, зависит от полного времени пролета атомов через резонатор. В таком устройстве для увеличения точности отсчета частоты нужно

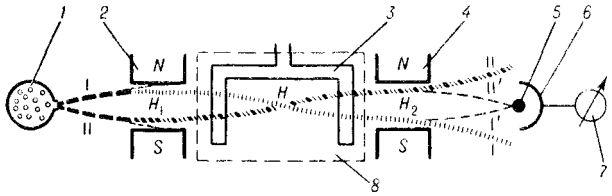


Рис. 8. Атомнолучевой радиоспектроскоп Рэмси с П-образным резонатором.

увеличивать не время взаимодействия атома с излучением, а полное время пролета частиц. Т. к. электромагнитные волны сосредоточены внутри резонатора, то требования однородности и постоянства магнитного поля H ограничиваются лишь небольшими областями и могут быть удовлетворены гораздо легче.

Положение вершины центрального пика спектральной линии Cs, получаемой в атомнолучевом радиоспектроскопе (рис. 8), определяется с точностью до двух единиц двенадцатого знака. Вершине этой линии приписано значение $\nu_0 = 9192\,631\,770{,}0$ *гц*. Для обеспечения такой точности значение этой частоты должно быть определено с погрешностью не более чем $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ *гц*. Для того чтобы оценить эту точность по достоинству, необходимо указать, что ширина центрального пика спектральной линии на рис. 9 составляет (в наиболее распространенных вариантах прибора) примерно 200—300 *гц*. Значит, положение вершины спектральной линии должно быть определено с точностью в неск. единиц пятого знака. Такая точность возможна лишь при очень большом превышении спектральной линии над шумами аппаратуры. В атомнолучевых трубках это достигается благодаря высокой чувствительности приемника. В нек-рых случаях для дополнительного уменьшения шумов между нитью приемника и коллектором включают масспектрометр — прибор, отделяющий ионы Cs от посторонних ионов, возникающих в трубке из-за загрязнений и являющихся одним из источников шумов.

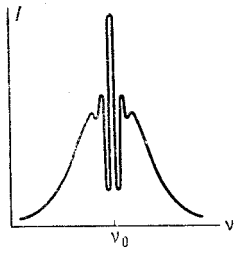


Рис. 9. Форма спектральной линии, наблюдаемой в радиоспектроскопе с П-образным резонатором.

Для применения описанной установки в качестве эталона частоты необходимо обеспечить не только большую точность измерения, но и отсутствие систематических погрешностей. Это означает, что положение вершины спектральной линии не должно зависеть от неконтролируемых изменений параметров установки (напр., от изменений в элементах радиосхем) и от неустранимых внешних воз-

действий (напр., от изменений темп-ры, влияющей на размеры резонатора). Особенно нежелательны нарушения симметрии резонатора и ошибки при определении величины магнитного поля в тех частях резонатора, через к-рые пролетает атомный пучок. Генератор электромагнитных колебаний, питающий резонатор, должен быть достаточно стабилен и иметь весьма чистый спектр частот. Обычно с этой целью применяется высококачественный *кварцевый генератор*.

Первый атомнолучевой стандарт частоты с пучком атомов Cs был создан в англ. Национальной физической лаборатории Л. Эссеном и в 1955 включен в регулярную службу времени. Впоследствии он стал основой англ. эталона времени и частоты. За создание и применение этого прибора (и др. выдающиеся исследования) Эссен в 1959 был удостоен Золотой медали им. А. С. Попова. В 1967 Международная конференция весов и мер приняла за единицу времени атомную секунду, определив ее как 9 192 631 770,0 периодов электромагнитных колебаний, соответствующих избранному квантовому переходу атома Cs^{133} (0 после запятой означает, что это значение принято за определение и не подлежит дальнейшему уточнению).

В СССР и США также существуют атомнолучевые стандарты частоты, выпускаемые в виде серийных приборов. Они содержат атомнолучевую трубку с пучком атомов Cs и радиоустройства, дающие набор электрич. колебаний фиксированных частот, относительная погрешность к-рых $\Delta\nu/\nu$ не превышает 10^{-11}. Атомнолучевые стандарты частоты содержат также радиосхемы, позволяющие определять с этой же точностью частоту внешних сигналов, и схемы, позволяющие получить сигнал с произвольным, но точно известным значением частоты в широком диапазоне.

Квантовые реперы частоты, основанные на наблюдении спектральных линий, наз. пассивными реперами. Спектральная линия в них наблюдается в результате воздействия внешнего электромагнитного излучения на атомы или молекулы. Существенно, что в атомнолучевых стандартах частоты спектральная линия обнаруживается не по ослаблению или усилению электромагнитного излучения, а по отклонению атомов от первоначальных траекторий. Благодаря этому в образовании линии участвуют все атомы, находящиеся как в верхнем, так и в нижнем уровнях квантового перехода. Участие всех атомов в образовании линии обеспечивает высокую чувствительность атомнолучевых стандартов частоты.

4. Квантовые генераторы

Наряду с атомнолучевыми пассивными реперами частоты существуют активные реперы. Это приборы, в к-рых квантовые переходы молекул и атомов непосредственно приводят к генерации электромагнитных волн, частота к-рых служит репером. Такие приборы наз. квантовыми генераторами.

Первый квантовый генератор на пучке молекул аммиака, наз. молекулярным генератором, ознаменовал рождение квантовой электроники. Он был одновременно и независимо разработан в 1954 в Физич. институте Академии наук в Москве Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и в Колумбийском университете

в Нью-Йорке Ч. Таунсом, Дж. Гордоном и Х. Цейгером. В этом приборе молекулы аммиака генерируют электромагнитные колебания СВЧ, обладающие чрезвычайно высокой монохроматичностью и большой стабильностью частоты.

Генерация электромагнитных колебаний в квантовом генераторе осуществляется за счет вынужденного излучения электромагнитных волн (см. *Квантовый переход*).

Эйнштейн предсказал существование вынужденного испускания фотонов без привлечения квантовой теории. Очень важное свойство вынужденного излучения состоит в том, что оно ничем не отличается от вынуждающего излучения. Совпадают все характеристики — частота, направление распространения, поляризация и фаза. Благодаря этому вынужденное испускание приводит к усилению внешней электромагнитной волны.

В обычных условиях число частиц на нижнем из любой пары уровней больше, чем на верхнем. Такое распределение есть следствие хаотич. процессов, приводящих систему, состоящую из многих взаимодействующих частиц, в состояние теплового равновесия (см. *Больцмана распределение*).

Именно из-за того, что на нижних уровнях при тепловом равновесии находится больше частиц, чем на верхних, в естественных условиях обычно наблюдается лишь поглощение, а не усиление электромагнитных волн. Лишь недавно в нек-рых удаленных областях космич. пространства в скоплениях (облаках) радикала ОН было обнаружено преобладание вынужденного испускания над поглощением света. Это означает, что молекулы ОН в этих облаках не находятся в состоянии теплового равновесия и что там преобладают молекулы, находящиеся в состоянии с бóльшей энергией. Такое резко неравновесное распределение населенности энергетич. состояний наз. инверсией населенностей. В этом случае электромагнитная волна, проходящая через вещество, усиливается. Идея использования вынужденного испускания для генерации электромагнитных волн одновременно возникла у Басова и Прохорова в Москве и у Таунса с сотрудниками в Нью-Йорке. Все они были радиофизиками и знали, что усилитель электрич. колебаний при известных условиях можно превратить в генератор. Для этого необходимо связать выход усилителя с его входом. Такая обратная *связь* приводит к тому, что какая-то часть волны (в зависимости от величины обратной связи) вновь и вновь проходит через усилитель, приобретая в нем дополнительную энергию.

Если неизбежные потери энергии внутри самого усилителя и в системе обратной связи меньше, чем прирост энергии при прохождении усилителя, то усилитель с обратной связью превратится в генератор. Это значит, что любой сигнал, случайно попавший на вход такого усилителя или возникший внутри него, подвергнется лавинообразному усилению. Процесс усиления мог бы продолжаться бесконечно, если бы не существовало тех или иных ограничений. В квантовых усилителях и генераторах ограничение связано с тем, что вероятность поглощения и вынужденного испускания для каждой частицы одинаковы. В результате этого в процессе усиления инверсия населенностей постепенно уменьшается и, когда усиление сравняется с потерями, установится стационарный режим генерации. Рассмотрим более подробно механизм работы квантового генератора на примере молекулярного генератора.

Молекулярный генератор. В первом квантовом генераторе рабочим веществом служил пучок молекул аммиака. Этот выбор не был случайным. В спектре аммиака радиоспектрич. исследованиями были обнаружены пары энергетич. уровней, разность энергии между к-рыми соответствует (или близка) частоте перехода $\nu = 23\ 870$ *Мгц*, т. е. находится в области СВЧ, интересовавшей физиков. Эти уровни характерны для молекул аммиака и наз. и н в е р с и о н н ы м и. Они связаны с явлением и н в е р с и и — переходом молекулы между двумя состояниями, возникающими вследствие того, что атом азота может занимать в молекуле аммиака два эквивалентных положения (рис. 10) (см. *Инверсионный переход*).

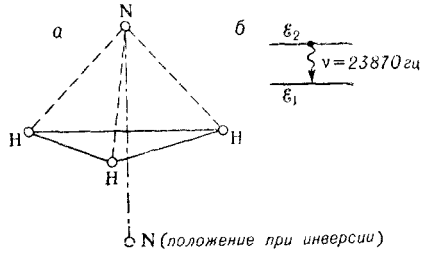


Рис. 10. *а* — схематическое изображение молекулы аммиака; *б* — инверсионные уровни молекулы аммиака.

Молекулы аммиака, выходя из источника через малое отверстие (капилляр), образуют молекулярный пучок (рис. 11). В пучке летят молекулы, находящиеся на различных уровнях в соответствии с распределением Больцмана (см. *Молекулярные и атомные пучки*). Молекулярный пучок проходит далее сквозь с о р т и р у ю щ у ю с и с т е м у, назначение к-рой — удалить из пучка молекулы, находящиеся в нижнем энергетич. состоянии $\mathscr{E}_1$, из пары инверсионных состояний, избранных для работы прибора. Проследим, как это осуществляется.

Молекулы аммиака обладают электрическим дипольным моментом, т. е. у них «центр тяжести» отрицательного заряда электронов не совпадает с «центром тяжести» положительных зарядов ядер. Инверсионные уровни соответствуют двум противоположным ориентациям дипольного момента молекулы аммиака. Во внешнем электрич. поле E дипольные моменты, соответствующие верхнему уровню, выстроятся против направления поля, при этом энергия уровня увеличится пропорционально напряженности поля. Электрические дипольные моменты молекул, находящихся в нижнем инверсионном состоянии, выстроятся «по» полю и их энергия уменьшится также пропорционально напряженности поля (см. *Штарка эффект*). Если пучок молекул аммиака пропустить через неоднородное электрическое поле, то оно сортирует молекулы аммиака аналогично тому, как неоднородное магнитное поле в атомнолучевых

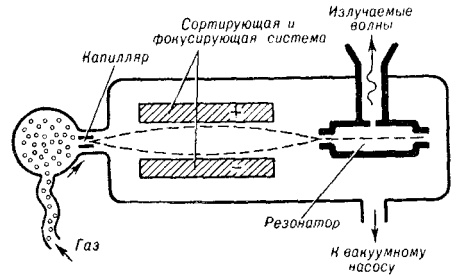


Рис. 11. Устройство молекулярного генератора.

трубках сортирует атомы Cs, обладающие магнитным моментом.

Неоднородное электрич. поле необходимой конфигурации создается при помощи спец. электродов. Наибольшее распространение получили *сортирующие системы* в виде *квадрупольного конденсатора* (рис. 12, *а*, *б*) или системы металлич. колец, к к-рым через одно приложено высокое напряжение противоположной полярности (рис. 12, *в*). В обеих этих системах электрич. поле на оси системы равно нулю и увеличивается по радиусу.

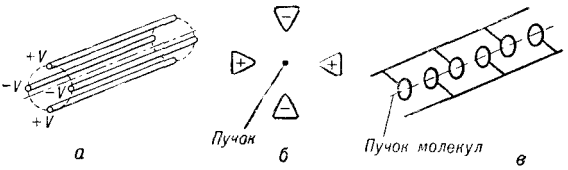


Рис. 12. Сортирующие системы: *а*, *б* — квадрупольный конденсатор; *в* — кольцевая система.

Для молекул на верхнем уровне уменьшение энергии связано с движением к оси сортирующей системы. Для остальных молекул выгоднее лететь к пластинам конденсатора (или к кольцам). В результате молекулы, находящиеся в верхнем энергетич. состоянии, собираются у оси системы, а молекулы, находящиеся на нижнем уровне, рассеиваются в стороны и не участвуют в работе генератора. Для того чтобы они не создавали избыточного давления внутри генератора, эти молекулы, как и те, которые, уже излучив, перешли в нижнее состояние, удаляются (откачиваются вакуумным насосом).

В результате вынужденного испускания молекул электромагнитная волна, частота к-рой соответствует ф-ле (1), взаимодействующая с отсортированным пучком, должна усиливаться. Однако из-за малого количества частиц, находившихся в возбужденном состоянии, и из-за малого времени взаимодействия пучка и волны это усиление крайне мало. Для получения достаточного усиления необходимо увеличить время взаимодействия волны с пучком. С этой целью молекулярный пучок пропускается сквозь объемный резонатор — полость, ограниченную металлическими стенками. Электромагнитная волна, попав в такую полость, многократно отражается от ее стенок и поэтому долго взаимодействует с проходящим через нее пучком.

Вспомним теперь, что молекулы, пролетающие в виде пучка сквозь объемный резонатор, через короткое время вылетают через него и заменяются вновь влетающими. Часть из них во время пролета успевает совершить акт вынужденного испускания и этим усиливает электромагнитное поле внутри резонатора. Следующие порции молекул взаимодействуют с уже усиленным полем. Так осуществляется обратная связь — связь первых молекул пучка с последующими — через поле излучения. Обратная связь объединяет между собой акты испускания многочисленных молекул, пролетающих сквозь резонатор.

Итак, объемный резонатор, с одной стороны, увеличивает время взаимодействия молекул с электромагнитным излучением, вследствие чего возрастает усиление. С другой стороны, он осуществляет обратную связь между молекулами пучка. В результате такое устройство может генерировать электромагнитные волны.

Однако введение резонатора приводит и к др. эффекту: частота генерации уже неполностью определяется спектральной линией аммиака. Она теперь зависит и от настройки резонатора. Так возникает главная погрешность частоты молекулярного генератора. *К счастью, она относительно невелика и пропорциональна отклонению* собственной частоты резонатора *от вершины спектральной линии* ν_0. Это отклонение наз. р а с с т р о й к о й. Относительная погрешность частоты $\Delta\nu/\nu$, вызываемая расстройкой, для генераторов на молекулах аммиака $\sim 10^{-11}$.

Неприятной особенностью молекулярного генератора является сложное строение спектральных линий аммиака. Каждая из них *состоит из неск. линий*, расположенных столь близко, что радиоспектроскопы воспринимают их как слившиеся воедино. При этом положение вершины результирующей линии, а значит и частота генерации зависит от условий сортировки пучка молекул, в частности от электрич. напряжения, приложенного к сортирующей системе. Малейшие изменения этого напряжения (а они неизбежны) смещают вершину линии. Устранить эти смещения *или, по крайней* мере, стабилизировать их и учесть действие всех факторов, влияющих на положение вершины спектральной линии, очень трудно. Относительные погрешности частоты генерации, обусловленные изменением сортирующего напряжения, непостоянством вакуума и др. внешними факторами, составляют величину $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-11}$.

Водородный генератор. Существенно меньшие погрешности можно получить при помощи квантового генератора, работающего на пучке атомов водорода. Это достигается прежде всего за счет простоты спектральных линий атомов водорода.

Водородный генератор имеет много общего с молекулярным генератором. Но имеются и существенные отличия. Свободный водород всюду (за исключением космич. пространства) существует *в виде молекул* H_2. *Поэтому в источнике должно быть устройство* для получения атомарного водорода, а не просто промежуточный объем или испаритель, как в случае молекул аммиака и атомов Cs. Чаще всего атомарный водород получают при помощи электрич. разряда, приводящего к *диссоциации* молекул водорода. Атомы водорода вылетают из источника в сортирующую систему (рис. 13).

Второе существенное отличие обусловлено тем, что атомы водорода не поддаются сортировке в электрич. полях, т. к. они не имеют дипольного электрич. момента. Они, подобно атомам Cs, обладают магнитным моментом. Поэтому в водородном генераторе используются переходы между магнитными подуровнями атома водорода, а для сортировки атомов применяется неоднородное магнитное поле. Его создает магнитная система *2* в виде шести- или восьмиполюсных магнитов (рис. 13). *Отсортированные возбужденные* атомы водорода попадают в объемный резонатор *3*, где они взаимодействуют с электромагнитными волнами, усиливая их за счет вынужденного излучения.

Однако энергия, излучаемая даже самым интенсивным пучком атомов водорода, к-рый практически можно получить, очень мала.

Изменения энергии при переходах, связанных с переориентацией магнитного момента атома водорода в магнитном поле, во много раз меньше, чем изменения энергии при переходе, обусловленном переориентацией электрич. момента в молекуле аммиака. Поэтому за то малое время, в течение к-рого атомы пролетают сквозь резонатор, пучок атомов водорода не способен возбудить генерацию, даже если потери в резонаторе очень малы.

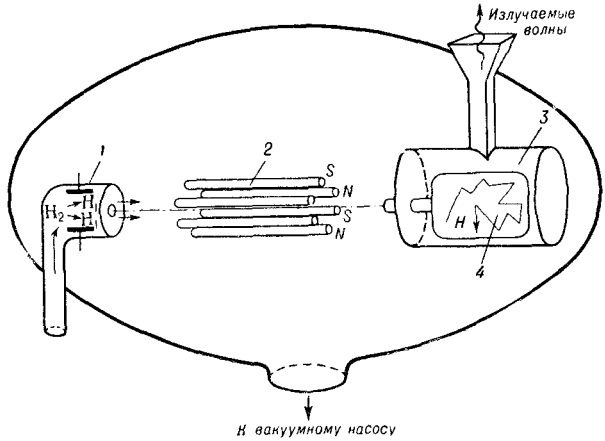


Рис. 13. Устройство водородного генератора: *1* — источник пучка; *2* — сортирующая магнитная система; *3* — резонатор; *4* — накопительная колба.

Для генерации нужно увеличить число излучательных переходов, чего можно достичь, увеличив время пребывания атомов в резонаторе. Для увеличения этого времени применяется накопительная колба *4*. Она представляет собой кварцевую колбу с узким отверстием, расположенную внутри резонатора. Атомный пучок сквозь отверстие проникает в колбу. Попав в колбу, атомы длительное время не могут из нее выйти, наталкиваясь всюду на ее стенки, и только через значительное время попадут в отверстие и вырвутся из колбы. Чем меньше отверстие, тем больше время пребывания атомов в колбе. Чтобы внутренняя энергия атомов не изменялась при ударах о стенки, последние покрыты защитной пленкой. При столкновении с ней атом водорода, подобно упругому шарику, отлетает, не изменяя энергии. Если пленка сделана из фторопласта или тефлона (особая пластмасса), то атом водорода может испытать с ней св. 10 тысяч столкновений, оставаясь в верхнем энергетич. состоянии. В результате каждый атом может взаимодействовать с полем резонатора в течение неск. *сек*, за к-рые с большей вероятностью произойдет вынужденное испускание. Размеры входного отверстия колбы выбираются такими, чтобы среднее время пребывания атома в колбе совпадало со средним временем, в течение к-рого атом совершит акт вынужденного испускания.

Большое время взаимодействия атомов водорода с электромагнитным полем, возникающим в резонаторе, делает погрешность

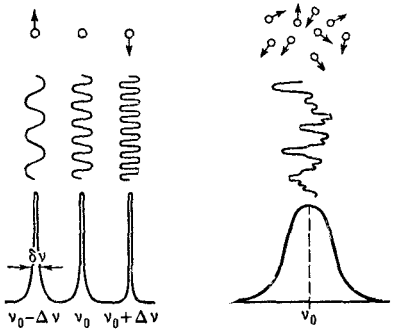
частоты спектральной линии, определяемую соотношением неопределенностей, весьма малой (рис. 14). Она составляет всего 0,5—0,3 *гц* (в молекулярном генераторе на аммиаке аналогичная погрешность, определяемая временем пролета молекул сквозь резонатор, равна 3000 *гц*).

Однако хаотич. движение атомов водорода в накопительной колбе может привести к большому уширению спектральной линии из-за эффекта Доплера (изменение частоты излучений источника вследствие его движения, см. *Доплера эффект*). Известно, что в газе, вследствие хаотич. движения атомов во всех направлениях и с различными скоростями, эффект Доплера приводит к сильному уширению спектральных линий. Наблюдаемые линии являются, по существу, результатом наложения множества слившихся линий. При этом ширина линии становится значительно больше ее естественной ширины, определяемой соотношением неопределенностей (рис. 15).

Рис. 14. Форма спектральной линии, наблюдаемой в водородном генераторе.

Может показаться, что устранить влияние эффекта Доплера можно, только прекратив движение атомов, а это, как известно, невозможно. Но, оказывается, можно подавить действие эффекта Доплера, не прекращая, а лишь ограничивая движение атомов в пространстве. Это достигается соответствующим выбором размеров накопительной колбы. Если расстояние между ее стенками меньше длины электромагнитной волны, то эффект Доплера не может развиться в полной мере.

Столкновения атомов со стенками, изменяющие направление доплеровского сдвига частоты, одновременно ограничивают время непрерывного измерения частоты сигнала. Это означает, что спектральная линия излучения одиночного атома должна быть очень широкой.



а *б*

Рис. 15. *а* — смещение спектральных линий из-за эффекта Доплера, δν — естественная ширина линии, *б* — уширение спектральной линии из-за эффекта Доплера.

В действительности же наблюдается наложение излучений огромного числа атомов. Аналогично тому, как в атомно-лучевых стандартах наложение двух сигналов приводит к форме линии, изображенной на рис. 9, в водородном генераторе наложение массы хаотических широкополосных сигналов также приводит к возникновению узкого пика на широком пьедестале. Т. о., эффект Доплера здесь проявляется не в обычном уширении спектральной линии, а в таком искажении ее формы, при к-ром вершина остается узкой,

а слабые крылья линии несколько возрастают, образуя под узкой вершиной широкий пьедестал (рис. 14).

Хотя хаотич. движения атомов водорода внутри колбы не вызывают уширения спектральной линии, но возникает др. источник погрешности — смещение вершины линии, возникающее из-за того, что соударение атомов водорода с защитным покрытием вызывает небольшие изменения внутренней энергии атомов. Полного устранения этого дефекта ни для каких защитных пленок достичь не удалось. Существенное сужение спектральной линии водорода в водородном генераторе значительно уменьшает погрешность из-за возможной неточности настройки резонатора на вершину спектральной линии. Эта погрешность не может превзойти половины ширины спектральной линии, а при тщательной настройке составляет лишь несколько процентов, т. е. сотые доли герца.

Несмотря на то, что само значение частоты, генерируемое водородным генератором, соответствующее длине волны $\lambda = 21$ *см*, примерно в 16 раз меньше, чем у аммиачного молекулярного генератора ($\lambda = 1{,}26$ *см*), выигрыш в относительной погрешности $\Delta\nu/\nu$, вследствие уменьшения ширины $\Delta\nu$ спектральной линии по сравнению с шириной линии молекулярного генератора, должен был бы быть достаточно большим. Однако ожидаемый выигрыш реализуется далеко не полностью. Это обусловлено в основном двумя причинами. Во-первых, тем, что мощность водородного генератора в тысячи раз меньше, чем у аммиачного. Поэтому мешающее действие тепловых шумов, нарушающих регулярность колебаний генератора, оказывается примерно в 100 раз бо́льшим, а следовательно, и погрешность в определении положения вершины спектральной линии увеличивается в $\sqrt{100} = 10$ раз. Во-вторых, защитная пленка колбы не сохраняет свои свойства полностью неизменными, она стареет. А т. к. свойства защитной пленки влияют (хотя и слабо) на частоту генератора, то это старение приводит к медленному изменению (у х о д у) генерируемой частоты. Кроме того, на частоту водородного генератора влияют изменения внешних магнитных полей и темп-ры, защита от к-рых требует применения спец. магнитных экранов и термостатов.

Несмотря на перечисленные осложнения, водородный генератор занимает в 1969 г. второе место по точности среди К. с. ч. Фиксируемая им частота, измеренная относительно частоты цезиевого эталона, равна:

$$\nu_0 = 1{,}420\,405751,\ 7860 \pm 0{,}0046\ гц,$$

т. е. относительная погрешность этой величины составляет $\Delta\nu/\nu = 3 \cdot 10^{-12}$.

Оба описанных типа квантовых генераторов разрабатывались с целью создания источников сверхстабильных электромагнитных колебаний в диапазоне СВЧ. Однако наряду с этим важным технич. назначением они являются высокочувствительными радиоспектроскопами, отличаясь от обычных радиоспектроскопов тем, что в них наблюдаются с п е к т р ы и с п у с к а н и я, а не с п е к т р ы п о г л о щ е н и я. Следует напомнить, что в оптике также исследуют оба типа спектров.

Квантовые генераторы успешно применяются в качестве радиоспектроскопов, обладающих чрезвычайно высокой разрешающей способностью. Такой радиоспектроскоп позволяет исследовать не

только спектры водорода, аммиака и др. веществ, но и влияние на эти спектры внешних электрич. и магнитных полей, а также воздействие на них др. атомов и молекул. Уже существуют молекулярные генераторы на молекулах дейтерированного аммиака, воды, синильной кислоты, формальдегида и нек-рых др. молекулах. Они служат для исследования свойств этих молекул.

Все описанные выше устройства отличаются громоздкостью и сложностью. Они предназначены для работы в стационарных условиях. Во многих случаях необходимо иметь стандарты частоты, пригодные для работы в подвижных установках — на кораблях, самолетах, в космосе. Поэтому наряду с усовершенствованием атомнолучевых стандартов, молекулярных и водородных квантовых генераторов физики создали еще один тип К. с. ч. с оптической накачкой, работающий без атомного пучка и поэтому удобный там, где требуются малый вес и размеры, а также нечувствительность к вибрациям.

5. Стандарты частоты с оптической накачкой

Они появились в результате развития эффективного метода радиоспектроскопии, наз. методом двойного резонанса. Этот метод, разработанный А. Кастлером и И. Бросселом в 1949 г., основан на одновременном использовании двух квантовых переходов между энергетич. состояниями атома. Существенно, что частоты этих переходов сильно различаются — частота одного из них лежит в оптич. области, а частота другого — в радиодиапазоне.

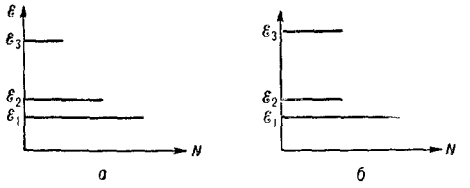


Рис. 16. Распределение числа частиц N по уровням энергии (длина горизонтальных отрезков); *а* — в равновесном состоянии, *б* — при действии интенсивного света накачки с частотой $\nu = \frac{\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2}{h}$.

В методе двойного резонанса используются 3 уровня энергии и 2 перехода, связанные между собой таким образом, что воздействие внешнего электромагнитного излучения на один из них изменяет разность населенностей между уровнями другого (рис. 16). Воздействуя на частицы, имеющие энергетич. уровни, изображенные на рис. 16 *а*, достаточно интенсивным светом, частота к-рого соответствует переходу $\mathscr{E}_2 \rightarrow \mathscr{E}_3$, можно привести систему в такое состояние, при к-ром число частиц с энергиями $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ выравнивается (рис. 16, *б*). Такое состояние наз. насыщением. Процесс перевода частиц с нижнего уровня на верхний под действием света получил название оптической накачки. В результате оптич. накачки число актов поглощения и актов вынужденного испускания станет одинаковым, а значит поглощение света через нек-рое время приблизится к нулю. Вещество перестает поглощать свет, т. к. оно становится прозрачным (см. *Насыщения эффект*).

Если теперь подействовать на систему радиоволнами, частота к-рых $\nu = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$, то, поглощая радиоволны, частицы будут переходить с нижнего уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_2$ и населенность уров-

ня $\mathscr{E}_2$ увеличится. Благодаря этому вновь возникнет разность населенностей уровней $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$, что приведет к увеличению поглощения света, т. е. уменьшению прозрачности.

Т. о., поглощение радиоволн влияет на оптич. прозрачность вещества. Следовательно, по изменению прозрачности можно судить об интенсивности поглощения радиоволн. При этом важно, что поглощение света, т. е. прозрачность, оказывается пропорциональной числу частиц, переходящих под действием радиоволн из состояния $\mathscr{E}_1$ в состояние $\mathscr{E}_2$. Если плавно менять частоту ν радиоволн, то это число резко возрастет в момент резонанса, когда выполняется условие $h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$. При этом кривая, изображающая зависимость оптич. прозрачности от частоты радиоволн, соответствует форме исследуемой спектральной линии.

Наблюдение спектральной линии, расположенной в радиодиапазоне, по изменению поглощения света обеспечивает высокую чувствительность прибора. Ведь обнаружение факта поглощения фотона радиоволн осуществляется посредством индикации поглощения оптич. фотона гораздо большей энергии. Чувствительность метода тем больше, чем больше отношение энергий фотонов обоих диапазонов, т. е. чем больше отношение частот. Поэтому в более низкочастотном диапазоне радиоволн чувствительность метода больше.

Применение указанного метода позволило создать неск. типов К. с. ч. с оптич. накачкой, отличающихся от др. К. с. ч. малыми габаритами и весом, небольшим энергопотреблением, хорошей виброустойчивостью и простотой эксплуатации. Первыми были разработаны стандарты с оптич. накачкой и оптич. индикацией радиочастотной линии, работающие на парах Rb, Cs и Na. Главными частями такого прибора являются: колба с парами рабочего вещества *4*, источник света *1*, источник радиоволн *7*, приемник света *5*, вспомогательные радиосхемы и источники питания (рис. 17).

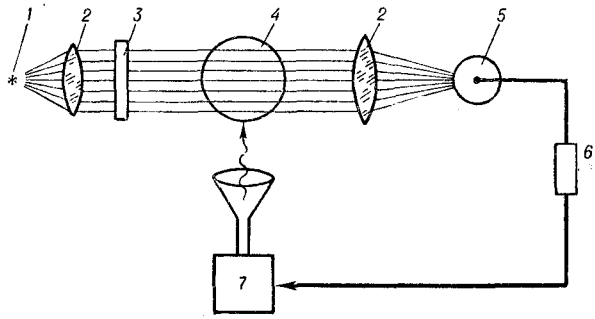


Рис. 17. Схема стандарта частоты с оптической накачкой и оптической индикацией: *1* — источник света (газосветная лампа); *2* — линза; *3* — фильтр; *4* — колба с парами рабочего вещества и смесью инертных газов; *5* — фотоэлемент для регистрации прошедшего света; *6* — усилитель фототока и система управления частотой генератора радиоволн; *7* — генератор радиоволн с излучающим рупором.

Источник света должен давать столь интенсивное и монохроматич. излучение, чтобы оно обеспечивало переход атомов с уровня

$\mathscr{E}_2$ на уровень $\mathscr{E}_3$ (рис. 16) и не вызывало переходов атомов с уровня $\mathscr{E}_1$ на $\mathscr{E}_3$. Обычно применяются лампы, в к-рых светятся пары того же элемента, спектральные линии к-рого применяются для получения сигнала стабильной частоты. В лампе создаются условия, при к-рых ее свечение сосредоточено в узких спектральных линиях. Эти линии совпадают со спектральными линиями поглощения вещества, находящегося в колбе. Свет от лампы *1* проходит через специальный узкополосный фильтр, подавляющий линию, соответствующую переходу $\mathscr{E}_1 \rightarrow \mathscr{E}_3$, и пропускающий линию, соответствующую периоду $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3$. Свет, прошедший через фильтр *3*, частично поглощается парами, находящимися в рабочей колбе *4*, к-рую наз. также п о г л о щ а ю щ е й я ч е й к о й. Для возбуждения переходов между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ служит генератор СВЧ *7*. Прошедший свет попадает на устройство, регистрирующее свет, напр. на фотоэлемент *5*.

Условия наблюдения спектральных линий в системах с оптич. накачкой в нек-рой степени похожи на условия в водородном генераторе. И в том, и в др. случае атомы обладают магнитным моментом и наблюдаемая спектральная линия является результатом перехода между магнитными подуровнями, т. е. переориентации магнитных моментов атомов. И в том, и в др. случае рабочее вещество состоит из атомов, хаотически движущихся внутри колбы. Однако в случае щелочных атомов применение защитных покрытий для подавления эффекта Доплера связано с большими трудностями из-за того, что электронные оболочки этих атомов сложнее, чем электронная оболочка атома водорода.

Однако и здесь удается в существенной мере подавить влияние эффекта Доплера. Для этого в колбу, наряду с атомами щелочного элемента, помещается небольшое количество инертного газа. Оказывается, что щелочные атомы менее чувствительны к столкновениям с атомами инертных газов, чем к столкновениям со стенками колбы. Их нечувствительность к столкновениям с атомами инертных газов объясняется тем, что магнитные поля, образуемые заполненными электронными оболочками атомов инертных газов, чрезвычайно слабы. Магнитные моменты всех электронов скомпенсированы, а магнитный момент ядра и диамагнитный эффект электронной оболочки (см. *Диамагнетизм*) очень малы. Такое слабое поле не может существенно влиять на энергию магнитных подуровней атомов щелочного металла, между к-рыми происходит переход.

Давление инертного газа выбирают таким, чтобы на один атом щелочного элемента приходилось около миллиона атомов инертного газа (примерно 0,1 *мм рт. ст.*). В этих условиях атомы щелочного элемента не могут свободно летать по всей колбе. Они постоянно наталкиваются на атомы инертного газа, направление их движения хаотически меняется так, что они как бы мечутся из стороны в сторону, но лишь медленно изменяют свое положение в сосуде. Процесс подавления эффекта Доплера при этом происходит так же, как в водородном генераторе. Аналогична и форма образующейся спектральной линии. Ширина спектральной линии, получаемой при введении инертного газа в поглощающую ячейку, при оптимальных условиях составляет всего неск. дес. *гц*.

Однако идеализированная картина, рассмотренная выше, не вполне соответствует действительности. Столкновения атомов щелочных элементов с атомами инертных газов, приводящие к подав-

лению доплеровского уширения спектральных линий, не проходят совершенно бесследно. Они все же, хотя и не очень сильно, возмущают магнитные уровни атомов и немного смещают положение вершины суженной спектральной линии по сравнению с вершиной исходной линии. Это приводит к систематич. погрешности в значении частоты, определяемой этой линией. К счастью, сдвиг, вызываемый легкими инертными газами (напр., He и Ne) и тяжелыми (напр., Kr и Xe), имеет противоположный знак. Поэтому, применяя смеси этих газов, можно сделать результирующий сдвиг близким к нулю. При этом, однако, необходимо с большой точностью поддерживать темп-ру поглощающей ячейки.

Исследования показали, что частота, фиксируемая рассматриваемым устройством, зависит от изменений спектрального состава и от интенсивности света накачки. Это вызывает необходимость автоматич. регулирования режима работы спектральной лампы. Влияние внешних магнитных полей также обусловливает смещение вершины линии. Исследование этого вопроса привело к созданию *квантовых магнитометров*, позволяющих измерять слабые магнитные поля с большой точностью. В стандартах же частоты для защиты от внешних магнитных полей поглощающая ячейка и спектральная лампа помещаются в общий магнитный экран.

Стандарты частоты с оптич. накачкой и оптич. индикацией, так же как и атомнолучевые стандарты частоты, являются пассивными стандартами, в к-рых наблюдаемая спектральная линия служит для управления частотой кварцевого генератора. В 1965 г. при помощи оптич. накачки удалось создать и активный стандарт частоты — квантовый генератор. Если источник света даст излучение, частота к-рого соответствует переходу из состояния $\mathscr{E}_1$ в состояние $\mathscr{E}_3$ (а не из состояния $\mathscr{E}_2$, как в пассивном стандарте, рис. 16), то при достаточной интенсивности света можно настолько опустошить состояние $\mathscr{E}_1$, что его населенность станет меньше населенности состояния $\mathscr{E}_2$. Так, при помощи оптич. накачки достигается инверсия населенности уровней, к-рая в описанных выше квантовых генераторах получалась пространственной сортировкой молекулярных или атомных пучков. О получении инверсии населенности методом накачки см. также ст. *Квантовый усилитель*, *Квантовая электроника*, *Лазер*.

Мощность квантового генератора, в к-ром работают пары Rb, значительно превосходит мощность молекулярного генератора на аммиаке и тем более мощность водородного генератора. Это обеспечивает рекордную монохроматичность его колебаний, что является основным преимуществом нового прибора. По точности, однако, он близок к пассивному стандарту частоты с оптич. накачкой, т. е. не может соперничать с др. К. с. ч.

6. Применение квантовых стандартов частоты

Квантовые стандарты частоты уже введены в систему службы времени, в результате чего ее точность увеличилась за последние 10 лет не менее чем в 100 раз. После формального признания а т о м н о й с е к у н д ы в качестве основы исчисления времени изменилась роль астрономич. наблюдений в службе времени. Они служат

не для определения длительности секунды, а лишь для поддержания соответствия атомной шкалы времени с астрономической.

Очень важна роль К. с. ч. в навигации (определении точного расположения корабля или самолета). Наиболее совершенные системы радионавигации основаны на определении времени распространения радиоволн от неск. радиопередающих станций до корабля или самолета. Введение К. с. ч. для контроля частоты передатчиков позволяет увеличить точность этих систем, действующих в любое время суток и при всякой погоде.

Еще большее значение имеет применение К. с. ч. в космич. навигации для определения положения и скорости космич. корабля при дальних полетах. При малой мощности передатчиков и малых размерах антенн на борту космич. корабля дальнюю радионавигацию и радиосвязь можно надежно осуществить только в чрезвычайно узких каналах, т. е. требуется огромная стабильность сигналов передатчика, что достигается при помощи К. с. ч. Наземные и особенно морские геодезич. и картографич. работы по существу весьма близки к задачам навигации. Применение К. с. ч. повышает качество геодезич. измерений и значительно удешевляет их выполнение.

Благодаря К. с. ч. измерение промежутков времени и частоты периодич. колебаний достигло точности, недоступной др. видам измерений. Поэтому ученые и инженеры стремятся свести измерение др. величин к измерению частоты. Для этого применяются различные датчики, преобразующие неэлектрич. величины (давление, влажность и т. п.) в электрич. сигналы, а последние в изменение частоты стабильных генераторов. К. с. ч. постепенно все шире внедряются в научные исследования, в промышленность, в систему радиовещания. Стоимость К. с. ч. с оптич. накачкой все более приближается к стоимости кварцевого стандарта частоты. Однако квантовый прибор, в отличие от своего кварцевого конкурента, несравненно более виброустойчив.

Несмотря на то, что К. с. ч. достигли поистине изумительных точностей, эти точности не являются предельными. Напр., применение таллия Tl в атомнолучевых стандартах должно позволить повысить их точность в 10—15 раз. Эта возможность основана на отличии энергетич. спектра Tl от энергетич. спектра Cs. Однако уже сейчас ясны трудности, возникающие на этом пути. Высокий потенциал ионизации Tl требует разработки новых приемников пучка Tl. Кроме того, необходимо улучшить качество П-образного резонатора или создать резонатор нового типа, т. к. существующая технология не позволяет обеспечить нужной точности совпадения фаз электромагнитных колебаний в обоих концах П-образного резонатора.

Соотношение неопределенностей указывает на прямой путь *уменьшения погрешности* К. с. ч. — *увеличение времени взаимодействия* за счет применения медленных атомов или молекул. Однако прямые пути не всегда бывают самыми легкими. Ни одно предложение по применению медленных молекул в аммиачном молекулярном генераторе еще не реализовано. Но работы в этом направлении не следует считать безнадежными.

Далеко не ясны предельные характеристики квантового генератора на парах рубидия с оптич. накачкой. Пока такие генераторы изучаются лишь в СССР и в США. Их перспективы весьма обна-

дежнвающи. Еще не реализованы предложения о создании комбинированных К. с. ч., в к-рых одновременно работают неск. квантовых приборов, основанных на различных принципах. Не реализованы и К. с. ч. оптич. диапазона. Т. о., имеются основания ожидать дальнейшего увеличения точности измерения частоты и времени. Можно с уверенностью говорить и о том, что в ближайшем будущем мы станем свидетелями объединения в едином физич. процессе эталона времени и эталона длины. Это значит, что период избранного электромагнитного колебания, порождаемого квантовой системой, будет служить основой измерения времени, а длина волны этого же электромагнитного колебания будет служить основой измерения длины (см. *Оптические стандарты частоты*).

Лит.: 1) Жаботинский М. Е., Радунская И. Л., Время, по которому мы живем, М., 1962; 2) Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; 3) Ораевский А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1964; 4) Зингер Дж., Мазеры, пер. с англ., М., 1961.

М. Е. Жаботинский.

КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ
сверхвысоких частот (СВЧ)

1. Принцип квантового усиления

Усилители электрических сигналов. Усилители являются неотъемлемой частью большинства радиотехнич. устройств, начиная от обычных радиовещательных приемников и кончая сложнейшими системами космич. связи. Энергия радиоволн, излученных антенной передающей радиостанции, рассеивается в большом пространстве. В антенну приемника, удаленного от передатчика, попадает очень малая часть этой энергии. Поэтому электрич. сигнал, создаваемый приемной антенной, имеет малую интенсивность. Он недостаточен для приведения в действие «исполняющих» устройств, напр. громкоговорителей в радиовещании или электрич. реле в системах управления по радио. Поэтому между антенной и громкоговорителем включают усилитель электрич. сигналов. Подобно тому как микроскоп увеличивает изображение мелких предметов, сохраняя форму и пропорции деталей, усилители электрич. сигналов увеличивают электрич. ток или напряжение, оставляя без изменения ф о р м у сигнала, т. е. характер изменения тока или напряжения во времени (рис. 1).

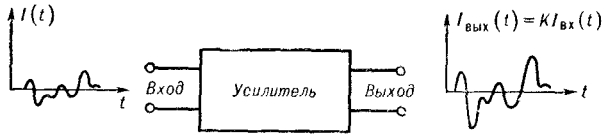


Рис. 1. Усиление электрического сигнала. $I_{вх}(t)$ — изменение во времени электрического тока, возбуждаемого радиоволнами в приемной антенне. Этот электрический сигнал поступает на вход усилителя. $I_{вых} = K \cdot I_{вх}(t)$ — электрический сигнал на выходе усилителя; K — коэффициент усиления.

Развитие радиотехники неразрывно связано с совершенствованием усилительных устройств. В течение первой половины 20 в. основным усиливающим элементом была электронная лампа. С помощью электронных ламп удается усиливать электрич. сигналы в широком диапазоне частот и, следовательно, радиоволны всех диапазонов длин волн — от самых длинных, измеряемых *км*, до самых коротких, составляющих доли *мм*. В последние десятилетия электронные лампы все более вытесняются из усилителей п о л у п р о в о д н и к о в ы м и д и о д а м и и т р и о д а м и, а в некоторых случаях — К. у.

Основной характеристикой усилителя является его к о э ф ф и ц и е н т у с и л е н и я K — величина, показывающая во сколько раз амплитуда сигнала на выходе усилителя превышает сигнал на его входе (рис. 1). Однако невозможно создать усилитель, к-рый одинаково хорошо усиливает сигналы любых частот ν, т. е. любых длин волн $\lambda = c/\nu$ (c — скорость света). Коэфф. усиления любого усилителя всегда зависит от частоты усиливаемого сигнала (рис. 2). Интервал частот, в к-ром коэфф. усиления достаточно велик, наз. п о л о с о й п р о п у с к а н и я усилителя. Полоса пропускания

обычно определяется как область частот, в к-рой квадрат коэфф. усиления K^2 отличается от квадрата макс. коэфф. усиления $K^2_{макс.}$ не более чем в два раза.

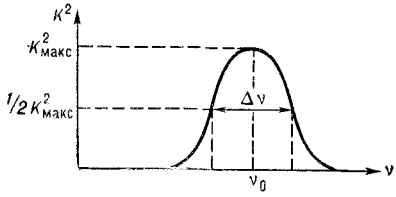


Рис. 2. Зависимость усиления от частоты: K — коэффициент усиления, $\Delta\nu$ — полоса пропускания, усиление на ее границах определяется условием: $\left(\frac{K}{K_{макс.}}\right)^2 = \frac{1}{2}$.

Полоса пропускания — очень важная характеристика усилителя. Передача информации по радио основана на том, что гармонические электрич. колебания высокой частоты (н е с у щ а я ч а с т о т а) м о д у л и р у ю т с я (по амплитуде, частоте или фазе) низкочастотным сигналом, содержащим передаваемую информацию (сигнал, соответствующий звуку, изображению и т. п.). Модулированный сигнал уже не является гармонич. колебанием. Обычно он содержит много г а р м о н и к или, как говорят, имеет сложный спектр и занимает целую область частот (см. *Модуляция колебаний*). Если полоса пропускания усилителя достаточно широка, то все гармонич. составляющие модулированного сигнала усиливаются одинаково и сигнал передается усилителем точно. Если же полоса недостаточно широка, то передаваемый сигнал искажается.

Чем большее количество информации несет радиосигнал, тем быстрее во времени он меняется и тем больший частотный диапазон он занимает. Напр., для того чтобы получать четкое телевизионное изображение, необходимо обеспечить большую скорость изменения яркости луча в телевизионной трубке. Это требует соответствующей скорости изменения сигнала, управляющего яркостью луча, а следовательно, и использование большого частотного диапазона. Поэтому для усиления телевизионного сигнала необходимы усилители с широкой полосой пропускания ~ 6—10 *Мгц*.

Третья важнейшая характеристика усилителя — его ч у в с т в и т е л ь н о с т ь, способность усиливать очень малые сигналы. Казалось бы, что чувствительность можно неограниченно повышать, увеличивая коэфф. усиления. При этом все более и более слабые сигналы после усиления превращались бы усилителем в достаточно интенсивные. В действительности это не так. Чувствительность усилителей ограничена беспорядочными, случайными изменениями (ф л у к т у а ц и я м и) напряжения и тока в его входных элементах. Эти флуктуации получили название ш у м о в. Полезный сигнал, подлежащий усилению, смешивается на входе усилителя с шумом. Если сигнал слабее шума, то на выходе усилителя наблюдается в основном усиленный шум. При этом сигнал неразличим среди шума подобно тому, как свет звезд невидим на фоне дневного неба (рис. 3).

Обыкновенные усилители (ламповые и полупроводниковые) позволяют получать значительный коэфф. усиления и большую полосу пропускания, но их шумы велики. Они вызываются неравномерным испусканием электронов накаленным катодом в электрон-

ных лампах (дробовой шум), неравномерной диффузией электронов и дырок в полупроводниковых приборах (см. *Электронно-дырочный переход*), тепловым движением электронов в металлических проводниках (тепловой шум) и др. факторами (см. *Шумы*).

Проблема создания «нешумящих» усилителей давно волновала умы радиофизиков, т. к. такие усилители дали бы возможность обнаруживать чрезвычайно слабые радиосигналы, в частности сигналы от космич. радиоисточников.

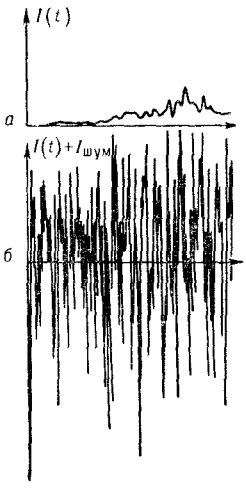


Рис. 3. Шумы усилителя ограничивают его чувствительность; *а* — слабый сигнал на входе усилителя $I(t)$; *б* — сигнал на выходе усилителя, обладающего большими собственными шумами $I_{шум}$. Сигнал неразличим на фоне этих шумов.

Успехи *радиоспектроскопии*, исследующей поглощение радиоволн различными атомами и молекулами, выявили возможность использовать эти микрочастицы для усиления радиоволн. Усиливающее действие атомов и молекул связано с изменением энергии принадлежащих им (связанных) электронов. Движение таких электронов подчиняется законам квантовой механики. Поэтому, в отличие от ламповых усилителей, в к-рых используются свободные электроны, подчиняющиеся законам классич. механики, усилители нового типа получили название К. у.

К. у. отличаются чрезвычайно малыми шумами. В них отсутствуют шумы, связанные с неравномерностью электронного потока, неизбежные в радиолампах. Кроме того, К. у. обычно работают при темп-рах, близких к абс. нулю. Поэтому в них шумы, связанные с тепловым движением электронов и атомов, очень малы. Короче говоря, К. у. способны усиливать очень слабые радиосигналы, не «испортив» их шумами.

Потребность в малошумящих усилителях особенно велика для самых коротких радиоволн, а именно, дециметровых, сантиметровых и миллиметровых. Они объединяются термином сверхвысокие частоты (СВЧ). К. у. значительно увеличили дальность действия космич. линий радиосвязи с межпланетными станциями и возможности земных линий радиосвязи через ретрансляционные спутники. Они оказались незаменимыми в приемниках планетных радиолокаторов и радиотелескопов.

Атомы и молекулы вместо радиоламп. Выдающимся достижением физики в начале 20 в. было создание квантовой теории, объяснившей строение атомов и законы движения принадлежащих им электронов. Атомный электрон может находиться только во вполне определенных состояниях движения или, грубо говоря, на определенных «орбитах». Вследствие этого энергия электрона, а следовательно, и всего атома, может принимать не любые значения, а лишь определенный прерывный (дискретный) ряд значений $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$..., наз. *уровнями энергии*. Набор этих значений наз. энергетическим спектром. Уровень, соответствующий на-

именьшей энергии, наз. о с н о в н ы м. Остальные уровни наз. в о з б у ж д е н н ы м и.

Под действием электромагнитного излучения, в частности света, электрон может изменить энергию, т. е. перейти с одного уровня энергии $\mathscr{E}_1$ на другой $\mathscr{E}_2$. Такой переход наз. в ы н у ж д е н н ы м. Условием вынужденного перехода является равенство:

$$h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1, \qquad (1)$$

где ν — частота излучения, h — постоянная Планка, равная $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг/сек*, а $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ — энергии начального и конечного уровней. Переход электрона в состояние с большей энергией $\mathscr{E}_2$ сопровождается поглощением порции (кванта) энергии электромагнитного излучения. Обратный вынужденный переход связан с испусканием кванта энергии в виде электромагнитной волны. При этом частота и фаза колебаний возникшей электромагнитной волны в точности совпадают с частотой и фазой первичной волны, вызвавшей переход. Это излучение наз. в ы н у ж д е н н ы м, или и н д у ц и р о в а н н ы м. Именно вынужденное излучение приводит к увеличению амплитуды первичной волны, т. е. к ее усилению.

Усиление волны одним атомом, разумеется, очень мало. Но если волна распространяется в веществе, содержащем большое количество одинаковых атомов, излучающих на одной и той же частоте, то усиление может быть вполне ощутимым.

Итак, в результате вынужденного испускания электромагнитная волна, действующая на возбужденный атом, усиливается. Но если атом не возбужден, т. е. не находится в состоянии с более высокой энергией $\mathscr{E}_2$, то вместо усиления волны произойдет ее ослабление (поглощение). Т. о., среда будет поглощать или усиливать волну в зависимости от того, каких атомов в ней больше, невозбужденных или возбужденных, или, как говорят, какие уровни энергии более «населены» атомами. Под н а с е л е н н о с т ь ю уровней подразумевается число атомов вещества, находящихся на том или ином уровне.

При отсутствии внешних воздействий на вещество уровень с меньшей энергией всегда более населен, чем уровень с большей энергией (см. *Больцмана распределение*). Такое вещество всегда поглощает электромагнитные волны и не может их усиливать. Вещество начинает усиливать, становится а к т и в н ы м лишь тогда, когда в результате к.-л. внешнего воздействия возбужденных атомов становится больше, чем невозбужденных. Такое состояние наз. и н в е р с и е й (о б р а щ е н и е м) н а с е л е н н о с т е й.

Все сказанное относится не только к атомам. Любое вещество, образованное коллективом одинаковых частиц, подчиняющихся законам квантовой механики (атомов, молекул, ионов), будет обладать аналогичными квантовыми свойствами. В нем будут избирательно поглощаться или усиливаться только вполне определенные, резонансные волны, частота к-рых определяется энергетич. спектром этих частиц, т. е. их внутренним строением (см. *Квантовая электроника*, *Квантовый переход*).

Итак, для того чтобы создать К. у., необходимо решить три задачи. Во-первых, нужно подобрать подходящее рабочее вещество, содержащее частицы, обладающие парой энергетич. уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, удовлетворяющих условию $h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, где ν — ча-

стота радиоволн, к-рые требуется усиливать. Эту задачу решают методами радиоспектроскопии. Во-вторых, необходимо перевести вещество из его обычного, поглощающего состояния в возбужденное, усиливающее состояние, т. е. осуществить инверсию населенностей. И, наконец, третья задача состоит в том, чтобы наилучшим образом сконструировать усилитель, т. е. создать условия для наиболее эффективного усиления.

Третья задача является не менее существенной, чем первые две. Оказывается, что подобрать подходящие уровни и осуществить для них инверсию населенностей еще недостаточно для создания усилителя. Конечно, электромагнитная волна, проходя через активное вещество, всегда будет вызывать вынужденное испускание. Но часть электромагнитной энергии при этом неизбежно поглощается как в самом активном веществе, так и в подводящих устройствах. Реальное усиление зависит от соотношения между величиной этих потерь и числом актов вынужденного испускания. Чем меньше потери и больше число вынужденных переходов «вниз», тем больше усиление.

Усиление К. у. можно повысить, если заставить электромагнитные волны многократно проходить через активное вещество, что увеличит число актов испускания, индуцированных волной. Для этого активное вещество помещают в полость, ограниченную металлич. стенками, — *объемный резонатор*. Волна, попавшая в резонатор через отверстие в его стенке (отверстие связи), многократно отражается от его стенок и длительно взаимодействует с активным веществом (рис. 4). Однако при каждом отражении волны от стенки с отверстием часть электромагнитной энергии излучается наружу. Поэтому число отражений волны от стенок резонатора, а следовательно, и коэфф. усиления, увеличивается при уменьшении размеров отверстия связи.

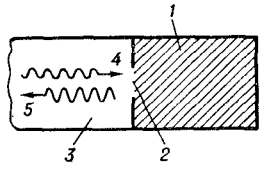


Рис. 4. Схема простейшего квантового усилителя: *1* — объемный резонатор, заполненный активным веществом; *2* — отверстие связи; *3* — волновод; *4* — входящая волна; *5* — усиленная выходящая волна.

Квантовый усилитель может превратиться в генератор. Если отверстие связи сделать очень малым, то электромагнитная энергия, теряемая внутри резонатора (поглощение в активном веществе и в стенках) и излучаемая через отверстие связи, может стать меньше приращения энергии волны за счет усиления. При этом амплитуда любого случайно возникшего в резонаторе электрич. колебания будет быстро возрастать. Усилитель превратится в генератор электромагнитных колебаний.

Из сказанного ясно, что К. у. и квантовый генератор принципиально мало отличаются друг от друга. Однако требования, предъявляемые к ним, существенно различны. История развития квантовой электроники сложилась так, что первые квантовые генераторы на пучке молекул аммиака (*молекулярные генераторы*) были осуществлены на неск. лет раньше, чем первые К. у. Дело в том, что вещество, в к-ром впервые удалось полу-

чить инверсию населенностей двух уровней — пучок молекул аммиака, — оказалось очень удобным для генерации весьма стабильных электромагнитных колебаний, но мало пригодным для усилителей. Для того чтобы понять причины этого, рассмотрим особенности энергетич. уровней атомов и молекул.

В реальных условиях данному квантовому состоянию частицы нельзя сопоставить строго определенную энергию. Энергия, соответствующая этому состоянию, несколько «размыта». Одна из причин такой «размытости» — взаимодействие частиц друг с другом. Напр., в газе при столкновении двух частиц каждая из них попадает в электрич. поле другой. Электрич. поле вызывает сдвиг энергетич. уровней (см. *Штарка эффект*). Во всей совокупности частиц эти случайные сдвиги воспринимаются как уширение уровня. Аналогично действуют магнитные поля сталкивающихся частиц (см. *Зеемана эффект*) или внешние магнитные и электрич. поля, если они неоднородны в пространстве или непостоянны во времени. На частицу, находящуюся внутри твердого тела, напр. внутри кристалла, действуют электрические и магнитные поля соседних частиц. Существует много др. причин, расширяющих энергетич. уровни (см. *Ширина спектральной линии*).

Из-за размытости энергетич. уровней размыта и частота перехода между ними. Квантовый переход приобретает «ширину» $\Delta\nu$ в соответствии с ф-лой (1). Вот почему наблюдаемые спектральные линии также имеют ширину, а частота электромагнитного излучения, вызывающего вынужденное испускание, становится не вполне определенной. Поэтому атомы или молекулы могут усиливать волны, частота к-рых также лежит в нек-ром интервале $\Delta\nu$, обусловленном шириной исходного и конечного уровней квантового перехода. Это и определяет максимально возможную ширину полосы пропускания К. у. (рис. 5).

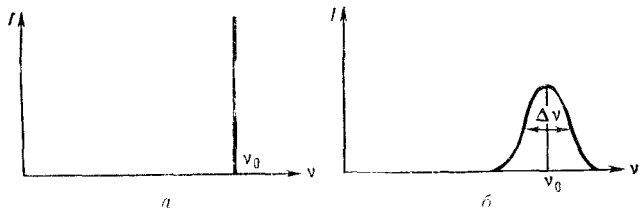


Рис. 5. Полоса пропускания квантового усилителя: а) усиление электромагнитных волн изолированными атомами и молекулами, ν — частота, ν_0 — резонансная частота; б) в результате взаимодействия с окружающими атомами уровни энергии расширяются. Квантовые переходы становятся возможными в некоторой полосе частот $\Delta\nu$, называемой шириной спектральной линии.

В *молекулярных и атомных пучках* атомы или молекулы достаточно удалены друг от друга и поэтому слабо взаимодействуют между собой. Каждая частица практически изолирована, поэтому ширина уровней здесь мала. Это характеризует самое ценное свойство аммиачного квантового генератора — высокое постоянство его частоты и точность ее измерения (см. *Квантовые стандарты частоты*). Усилители же с такой узкой полосой пропускания не представляют практич. интереса, поскольку с их помощью нельзя

усиливать быстро меняющиеся сигналы. Напр., для усиления телевизионного сигнала, как уже упоминалось, необходимы усилители с полосой пропускания $\Delta\nu \approx 6$—10 *Мгц*, а полоса частот К. у. на пучке молекул аммиака (молекулярного усилителя) составляет всего 10 *кгц*.

Итак, для создания широкополосного К. у. необходимо вещество, обладающее широкими спектральными линиями в радиодиапазоне. Пучки не взаимодействующих друг с другом молекул или атомов в этом случае не пригодны. Широкие спектральные линии возникают в результате сильного взаимодействия частиц в более плотных средах — жидкостях и твердых телах. Но и в этих средах не так легко было подобрать систему уровней, соответствующих радиодиапазону, и осуществить инверсию населенностей.

2. Парамагнитный усилитель

Возможность создания К. у., пригодного для решения практич. задач, появилась только после того, как Н. Бломберген (США) предложил использовать для этой цели диамагнитные кристаллы с примесью парамагнитных ионов. Они оказались наилучшим веществом для К. у. Парамагнитные ионы в нек-рых кристаллах могут иметь очень близко расположенные уровни (см. ниже). Частоты перехода между ними соответствуют частотам радиоволн. С др. стороны, ширина спектральных линий, связанных с переходами между уровнями парамагнитных ионов в кристаллах, часто составляет дес. *Мгц*. Такая полоса частот вполне достаточна для большинства научных и практич. применений усилителей. К. у. с парамагнитными кристаллами получили название квантовых парамагнитных усилителей.

Парамагнитные ионы. Хорошо известно, что каждый электрон имеет вполне определенную массу m и электрич. заряд e. Но этим не исчерпываются все свойства электрона. При взаимодействии с др. телами электрон ведет себя как вращающийся магнитик, намагниченный вдоль оси вращения. Квантовые свойства электрона проявляются в том, что это «вращение» нельзя ни затормозить, ни ускорить, так же как нельзя изменить заряд и массу электрона. Можно лишь изменить направление оси «вращения» электрона.

Для описания «вращательных» свойств электрона употребляется слово спин. Если уподобить электрон волчку, то спин электрона — это вектор, направленный вдоль оси вращения волчка. Величина спина каждого электрона равна $\frac{h}{2}$. Вращающаяся заряженная частица, как известно, обладает магнитными свойствами, к-рые характеризуются ее магнитным моментом. У электрона магнитный момент направлен антипараллельно его спину и равен $eh/2mc$. Поэтому, говоря о направлении магнитного момента электрона, часто вместо слов «магнитный момент» говорят *спин*.

Обычно почти все электроны в атоме объединяются в пары, имеющие попарно скомпенсированные, т. е. противоположно направленные, механич. и магнитные моменты. Исключение составляют внешние электроны, образующие незаполненные электронные оболочки.

Вступая в химич. связь, атомы либо «обмениваются» валентными электронами (напр., NaCl), либо орбиты двух электронов охваты-

вают вступающие в связь атомы (напр., H_2). Во всех случаях в природе наблюдается тенденция к образованию пар электронов со скомпенсированными магнитными моментами. Поэтому большинство веществ диамагнитно (см. *Диамагнетизм*). Их атомы не обладают собственными магнитными моментами. Они нас далее интересовать не будут.

Но в периодич. таблице Менделеева есть неск. групп элементов, в атомах к-рых остаются недостроенными внутренние электронные оболочки (напр., группа железа Fe). Такие атомы осуществляют хим. связь за счет внешних электронов. Электроны же, находящиеся на внутренних недостроенных оболочках, могут иметь нескомпенсированные магнитные моменты. Атомы или ионы, имеющие нескомпенсированный магнитный момент, наз. парамагнитными и. Они обладают магнитным моментом, равным сумме магнитных моментов неспаренных электронов. Вещества, содержащие нескомпенсированные элементарные магнитики, наз. парамагнетиками (см. *Парамагнетизм*).

В отсутствии внешних магнитных полей спины неспаренных электронов и, следовательно, магнитные моменты ионов ориентированы хаотически, а энергия иона не зависит от его ориентации в пространстве. Поэтому электроны, имеющие различные направления спинов, могут иметь одинаковую энергию, т. е. находиться на одном энергетич. уровне. В этом случае говорят, что уровень иона «вырожден».

Однако если поместить парамагнитный ион в постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H}$, то ориентация магнитного момента неспаренного электрона в магнитном поле не может оставаться произвольной: магнитный момент электрона (если спин ядра равен нулю, то и иона) может быть направлен либо «по» полю, либо «против» поля. Существенно, что энергия иона в этих случаях будет различной, т. е. вырождение уровня «снимается», и каждый уровень иона расщепляется на два магнитных подуровня, смещенных относительно исходного уровня. Расстояние между магнитными подуровнями пропорционально величине постоянного магнитного поля (рис. 6; подробнее см. *Зеемана эффект*).

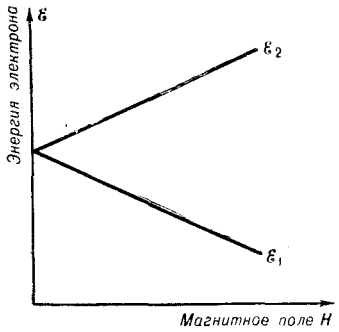


Рис. 6. Двум возможным ориентациям магнитного момента иона «по» и «против» поля $\boldsymbol{H}$ соответствуют разные уровни энергии $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$. Разность энергии между ними растет пропорционально полю $\boldsymbol{H}$. В отсутствии поля энергетич. уровни совпадают.

Если парамагнитный атом или ион содержит не один, а неск. неспаренных электронов (или если у него спин ядра отличен от 0), то его суммарный магнитный момент приобретает способность ориен-

тироваться в магнитном поле не по двум направлениям, а под неск. различными углами. Так, напр., магнитный момент иона никеля Ni^{++}, возникающий в результате сложения магнитных моментов двух неспаренных электронов, может быть направлен «по», «против» и перпендикулярно магнитному полю $\boldsymbol{H}$. Т. о., в зависимости от количества неспаренных электронов и спина ядра парамагнитный ион может иметь не два, а целый набор магнитных подуровней $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$..., расстояние между к-рыми определяется величиной магнитного поля.

Под действием внешнего электромагнитного излучения, частота к-рого ν соответствует разностям энергий $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$ и т.п., может произойти вынужденный переход иона с одного магнитного подуровня на другой. В обычном состоянии вещества нижние магнитные подуровни населены больше, чем верхние. Поэтому вынужденные переходы приводят к избирательному поглощению радиоволн определенной частоты. Это явление получило название *электронного парамагнитного резонанса.*

Однако, если к.-л. способом осуществить инверсию населенностей в системе магнитных подуровней парамагнетика, то при прохождении радиоволны в нем будет преобладать вынужденное испускание. Это приведет к усилению радиоволн. Очень важно, что, изменяя постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H}$, можно менять расстояние между магнитными подуровнями (рис. 6) и, следовательно, можно регулировать частоту К. у. или, как говорят, «настраивать» его на нужную частоту.

Мы уже знаем, что в К. у. применяются диамагнитные кристаллы с примесью парамагнитных ионов. Кристаллы, состоящие полностью из парамагнитных частиц или содержащие их в большой концентрации, непригодны для К. у., т. к. очень сильное взаимодействие парамагнитных частиц друг с другом, как мы увидим ниже, не позволяет осуществить инверсию населенностей. Оптимальным оказалась концентрация (р а з в е д е н и е) парамагнитных ионов в диамагнитных кристаллах в пределах от 0,01 до 0,3% (рис. 7).

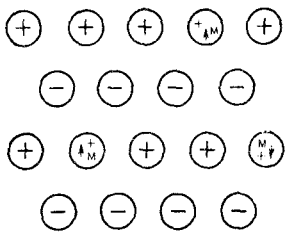


Рис. 7. В кристаллической решетке положительные и отрицательные ионы расположены в строгом порядке. В квантовых усилителях применяются кристаллы, состоящие из диамагнитных ионов. Некоторые диамагнитные ионы замещены парамагнитными, имеющими нескомпенсированный магнитный момент (отмечен стрелкой).

Парамагнитный ион в кристаллической решетке. Парамагнитный ион, введенный в диамагнитный кристалл, испытывает действие очень сильного электрич. поля, создаваемого соседними диамагнитными ионами. Внутреннее электрич. поле окружения суммируется с электрич. полем ядра иона, действующего на электроны, вследствие чего орбитальное движение электронов изменяется. Это приводит к смещению и расщеплению на неск. компонентов энерге-

тич. уровней всех электронов, принадлежащих парамагнитному иону, в том числе и неспаренных. Разность энергий между расщепленными уровнями или, как говорят, величина расщепления зависит от величины и конфигурации электрич. поля кристалла (см. *Штарка эффект*).

Для большинства уровней расщепление, вызванное внутренним полем кристалла, велико и переходы между расщепленными уровнями соответствуют оптич. диапазону (см. *Лазер*, *Рубин*). Исключение составляют уровни неспаренных электронов — магнитные уровни. Оказывается, что в электрич. поле кристалла, как и во внешнем магнитном поле, магнитный момент иона может быть ориентирован только в неск. направлениях относительно направления этого поля. Последнее однозначно связано с направлением оси симметрии кристалла. Различным «разрешенным» направлениям магнитного момента относительно кристаллографич. оси соответствуют разные энергии, т. е. энергетич. уровень иона расщепляется в поле кристалла на неск. магнитных подуровней.

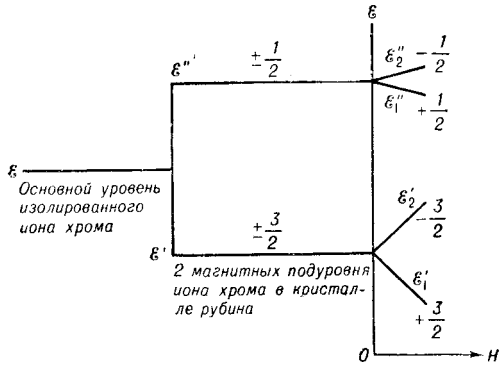


Рис. 8. Во внутреннем электрическом поле кристалла рубина нижний (основной) уровень иона Cr расщепляется на два близко расположенных уровня $\mathscr{E}'$ и $\mathscr{E}''$, отличающихся абсолютной величиной проекции магнитного момента на направление электрического поля кристалла. Внешнее магнитное поле $\boldsymbol{H}$ расщепляет каждый из этих уровней еще на два, отличающихся знаком проекции магнитного момента на электрическое поле кристалла. Около каждого уровня указана проекция магнитного момента на направление электрического поля.

На первый взгляд совершенно непонятно, как электрич. поле выстраивает магнитные моменты ионов. Ведь оно не может, как магнитное поле, непосредственно влиять на магнитный момент неспаренного электрона. Причина этого тонкого физ. явления заключается в том, что электрич. поле влияет на орбитальное движение электрона, а магнитное поле, создаваемое этим орбитальным движением неспаренного электрона, в свою очередь влияет или, как говорят, взаимодействует с его магнитным моментом или спином (спин-орбитальное взаимодействие). В результате и возникает косвенное взаимодействие электрич. поля кристалла с магнитным моментом парамагнитного иона. Величина этого взаимодействия мала, поэтому мало и расстояние между магнит-

ными подуровнями. Нередко это расщепление соответствует радиоволнам.

Электрич. поле не всегда полностью расщепляет все магнитные подуровни. Магнитные подуровни парамагнитных ионов, имеющих нечетное число неспаренных электронов (напр., Cr^{+++}), остаются двухкратно вырожденными в любом электрич. поле. Снять это вырождение, т. е. расщепить до конца все магнитные подуровни, можно только с помощью внешнего магнитного поля. Оно смещает и расщепляет каждый из магнитных подуровней, образованных электрич. полем кристалла (рис. 8). Расстояния между магнитными подуровнями зависят в этом случае не только от величины магнитного поля, но и от его направления относительно оси кристалла. Это чрезвычайно важно для работы К. у., т. к., изменяя величину и направление постоянного магнитного поля, можно изменять расстояние между уровнями и, следовательно, частоту усиливаемых радиоволн. Рассмотрим это подробнее на примере кристалла рубина.

Рубин — это окись алюминия Al_2O_3 (корунд) с небольшой примесью парамагнитных ионов хрома Cr^{+++}, замещающих в кристаллич. решетке часть ионов Al. На внутренней недостроенной оболочке иона Cr имеется три неспаренных электрона. Результирующий магнитный момент иона равен утроенному магнитному моменту электрона.

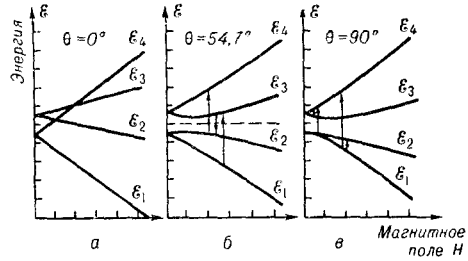


Рис. 9. Зависимость энергии иона Cr в рубине от внешнего постоянного магнитного поля при трех ориентациях этого поля относительно оси кристалла. θ — угол между направлением магнитного поля и кристаллографич. осью. Стрелками указаны наиболее эффективные режимы использования рубина в квантовых усилителях (см. ниже).

В электрич. поле кристалла рубина нижний (основной) уровень иона Cr^{+++} расщепляется на два близко расположенных магнитных подуровня (рис. 8). Они отличаются друг от друга только направлением, а значит, абс. величиной проекции магн. момента на ось кристалла. Каждый из этих уровней остается двукратно вырожденным ($\pm 1/2$; $\pm 3/2$). Внешнее магнитное поле изменяет энергии этих уровней и расщепляет каждый из них на два подуровня, отличающихся знаком проекции магнитного момента на ось кристалла. Т. о., в результате одновременного действия электрич. поля рубина и внешнего магнитного поля образуются 4 различных магнитных подуровня. Расстояния между ними, т. е. частота перехода ν, пропорциональны величине магнитного поля (рис. 9, *а*). Если поля не параллельны, а составляют друг с другом угол Θ, то зависимость от магнитного поля более сложна (рис. 9, *б*, *в*).

Большое разнообразие диамагнитных кристаллов и парамагнитных ионов, к-рые в них можно вводить, а также возможность управлять положением энергетич. уровней с помощью внешнего магнитного поля позволяют создать активные вещества для К. у. во всем диапазоне СВЧ — от дециметровых до миллиметровых радиоволн. Правда, в дальнейшем мы увидим, что эти возможности сильно сужаются из-за ряда требований к ионам и кристаллам, связанных с методами осуществления инверсии населенностей.

Накачка. После того как мы рассмотрели первую проблему, возникшую при создании К. у., — выбор рабочего вещества, посмотрим, как была решена вторая проблема — превращение парамагнитного кристалла в активное вещество, обладающее усиливающими свойствами. Для этого нужно осуществить инверсию населенности магнитных подуровней, что является трудной задачей.

В первых квантовых устройствах — квантовых генераторах на пучках молекул или атомов — инверсия населенностей достигалась пространственной сортировкой частиц по энергиям и удалением невозбужденных частиц. Благодаря этому в резонатор попадает пучок, содержащий в основном возбужденные частицы, т. е. активное вещество (см. *Квантовые стандарты частоты*, *Квантовая электроника*). Осуществить такую сортировку в твердом теле нельзя. Поэтому физикам пришлось искать др. пути создания инверсии населенностей. Перед тем как перейти к описанию возможных методов, следует подробнее рассмотреть, как населены различные уровни парамагнитных ионов в обычном веществе.

При отсутствии внешних воздействий между совокупностью парамагнитных ионов и кристаллич. решеткой устанавливается подвижное т е п л о в о е р а в н о в е с и е. Это означает, что под действием тепловых колебаний частиц, образующих кристаллич. решетку, парамагнитные ионы могут изменять свою энергию, в частности переходить с одного магнитного подуровня на другой, т. е. изменять ориентацию магнитного момента в пространстве. Эти безызлучательные переходы наз. р е л а к с а ц и о н н ы м и. Если при этом ион переходит на магнитный подуровень с меньшей энергией, то часть его энергии превращается в энергию тепловых колебаний решетки. Возможен и обратный релаксационный переход, при к-ром энергия парамагнитного иона увеличивается за счет энергии тепловых колебаний решетки.

В состоянии теплового равновесия системы парамагнитных ионов и кристаллич. решетки между магнитными подуровнями постоянно происходят релаксационные переходы, причем число переходов «вверх» равно числу переходов «вниз». Но т. к. любая система стремится перейти в состояние с минимальной энергией, то в состоянии теплового равновесия нижний уровень всегда оказывается более населенным, чем верхний.

Количественно зависимость населенности к.-л. уровня N от его энергии $\mathscr{E}$ описывается распределением Больцмана, согласно к-рому населенность N, а следовательно, и разность населенностей ΔN двух уровней нижнего $N_{\text{н}}$ и верхнего $N_{\text{в}}$ при тепловом равновесии однозначно связаны с темп-рой кристалла T. Чем ниже T, тем больше р а в н о в е с н а я р а з н о с т ь н а с е л е н н о с т е й для любой пары уровней $\Delta N = N_{\text{н}} - N_{\text{в}}$.

Из сказанного следует, что для осуществления инверсии населенности уровней необходимо каким-нибудь образом сильно на-

рушить тепловое равновесие между парамагнитными ионами и кристаллич. решеткой так, чтобы увеличить число ионов, находящихся на одном из более «высоких» магнитных подуровней, и уменьшить число ионов, занимающих более «низкий» магнитный подуровень, напр. увеличить число ионов, магнитный момент к-рых направлен «против» магнитного поля, и уменьшить число ионов, магнитный момент к-рых направлен «по» полю.

Тепловое равновесие между ионами и решеткой можно нарушить сильным внешним воздействием. Обычно для этого кристалл, находящийся в магнитном поле, облучают вспомогательным электромагнитным излучением, наз. *накачкой*.

3. Устройство парамагнитных усилителей

Двухуровневый усилитель. Рассмотрим подробнее, как накачка создает инверсию населенности при наличии двух уровней. Накачка представляет собой мощное электромагнитное излучение, частота к-рого совпадает с частотой интересующего нас (рабочего) перехода. Т. к. до накачки населенность нижнего уровня $N_н$ была больше, чем верхнего $N_в$, то в первый момент после включения мощной накачки поглощение квантов накачки преобладает над их вынужденным испусканием.

Иными словами, вынужденные переходы «вверх» преобладают над вынужденными переходами «вниз», т. е. кристалл будет поглощать энергию накачки. В результате населенность нижнего уровня $N_н$ уменьшится, а верхнего $N_в$ возрастет. Если вовремя прекратить накачку (см. ниже), то переход окажется *инвертированным* — количество ионов на верхнем уровне окажется бóльшим, чем на нижнем. Такой «накаченный» кристалл может быть использован для усиления электромагнитных волн, частота к-рых равна частоте инвертированного перехода.

Однако в процессе усиления, т. е. при каждом акте вынужденного испускания, ионы переходят с верхнего уровня на нижний. Поэтому созданная накачкой *инверсная разность населенностей*, а вместе с ней и усиление уменьшаются и постепенно исчезают. Далее необходим новый цикл накачки. Т. о., в системе, имеющей только два уровня энергии, нельзя получить постоянную во времени инверсную разность населенностей, а следовательно, и постоянное усиление. В таких системах необходимо чередовать накачку, переводящую ионы в возбужденное состояние, и усиление. Совместить во времени оба процесса нельзя, т. к. накачивающее излучение должно иметь ту же частоту, что и усиливаемый сигнал.

Описанный механизм накачки в двухуровневом усилителе в действительности гораздо сложнее. Дело в том, что ионы не могут взаимодействовать с накачкой как свободные частицы, к-рых накачка «забрасывает вверх». В парамагнитных кристаллах избыточные вынужденные переходы «вверх», приводящие к инверсии населенностей, непрерывно компенсируются безызлучательными релаксационными переходами «вниз» и обменом энергией между самими ионами. Эти процессы стремятся восстановить тепловое равновесие системы (см. *Парамагнитная релаксация*). Поэтому, если мощность накачки мала и нужные нам вынужденные переходы «вверх» происходят редко (в частности, реже, чем релаксационные

переходы), то накачка не сможет достаточно сильно нарушить тепловое равновесие системы и не приведет к инверсии населенностей.

Только при достаточно мощной накачке, когда вынужденные переходы «вверх» происходят чаще, чем релаксационные переходы и обмен энергией между ионами, можно считать, что в первый момент после включения накачки каждый ион взаимодействует с накачкой сам по себе независимо от решетки и др. ионов. В этом случае практически все ионы, находившиеся на нижнем уровне, совершают вынужденный переход «вверх». Аналогично ионы, находившиеся на верхнем уровне, совершают при этом переход «вниз». Инвертированная разность населенностей, получаемая в результате этого, будет почти равна по величине и обратна по знаку равновесной разности населенностей (рис. 10). В дальнейшем, если действие накачки не прекращается, она заставляет каждую частицу последовательно переходить с одного уровня на другой и обратно. Поэтому разность населенностей уровней меняется периодически, проходя через нуль.

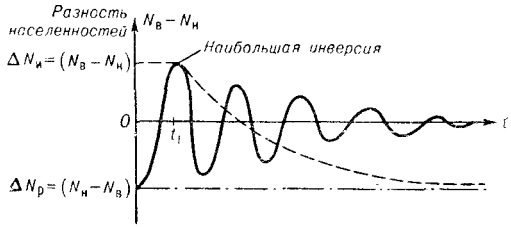


Рис. 10. Изменение разности населенности ΔN двух магнитных подуровней после включения сильной накачки; $\Delta N_р$ — разность населенностей при тепловом равновесии. В момент t_1 достигается инверсная разность населенностей $\Delta N_и$. Если в этот момент выключить накачку, то разность населенностей остается инвертированной, но релаксационные процессы постепенно ликвидируют инверсию и вернут систему к равновесному состоянию (пунктир). При длительном действии накачки инверсия периодически возникает и исчезает, но разность населенностей все больше стремится к нулю — происходит насыщение.

Однако если продолжать накачку длительно, то амплитуда колебаний разности населенностей ΔN постепенно уменьшится до 0 из-за действия релаксационных процессов. Период колебаний зависит от мощности накачки, а время затухания определяется временем парамагнитной релаксации и взаимодействием ионов друг с другом, т. е. концентрацией парамагнитных ионов.

Итак, длительное действие мощной накачки не дает инверсии. Оно приводит лишь к выравниванию населенностей уровней $N_в = N_н$ или, как говорят, к насыщению перехода (см. *Насыщения эффект*). Из всего сказанного следует, что для получения наибольшего усиления следует выключать накачку в момент t_1, когда инверсия максимальна (рис. 10). Такой короткий импульс накачки, меняющий разность населенностей уровней на обратную, наз. 180°-м импульсом. Новый инвертирующий импульс может быть включен только после того, как система ионов снова придет в состояние теплового равновесия с решеткой, на что требуется

время, превышающее время парамагнитной релаксации. На этом заканчивается полный цикл работы двухуровневого усилителя. При этом оказывается, что продолжительность процесса усиления в таком усилителе составляет малую долю полного цикла его работы (рис. 11).

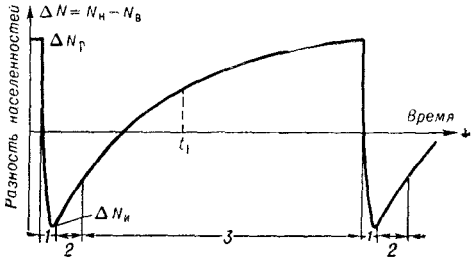


Рис. 11. Изменение во времени разности населенностей магнитных подуровней в рабочем веществе импульсного двухуровневого усилителя: *1* — действие инвертирующего 180°-ного импульса накачки; *2* — процесс усиления; *3* — восстановление теплового равновесия с решеткой.

Двухуровневые усилители не нашли широкого применения. Причина — сложность импульсной накачки и непостоянство коэфф. усиления во времени. Для большинства же применений необходим непрерывный режим усиления.

Трехуровневый усилитель. Наиболее эффективным и удобным для квантового усиления оказался метод получения инверсии в системе с тремя уровнями энергии, предложенный Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым. Частицы, обладающие тремя магнитными подуровнями, подвергаются воздействию сильной накачки, частота к-рой соответствует переходу между самым нижним из них $\mathscr{E}_1$ и самым верхним $\mathscr{E}_3$ (рис. 12). Через нек-рое время, значительно

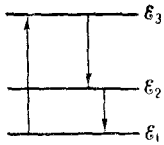


Рис. 12. В системе с тремя уровнями энергии можно получить инверсию, насыщая накачкой переход между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$. На одном из переходов $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$ или $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3$ образуется инверсия населенностей.

превосходящее время парамагнитной релаксации, населенности уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$ сравняются, $N_1 = N_3$. Населенность среднего уровня $\mathscr{E}_2$ при этом вовсе не обязана быть равной населенности уровня $N_1 = N_3$. Более того, если населенность промежуточного уровня N_2 отлична от населенностей уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$, к-рые заселены одинаково, то один из переходов $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ обязательно окажется инвертированным. Посмотрим, к-рый из них. Между переходами $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ происходит своего рода соревнование. Тот переход, к-рый находится в лучшем «контакте» с решеткой, т. е. где чаще происходят релаксационные переходы и для к-рого меньше время релаксации t_1, будет иметь меньшее

отклонение от равновесной разности населенностей. Инверсия образуется на переходе с бо́льшим временем парамагнитной релаксации и с меньшей частотой перехода (рис. 13).

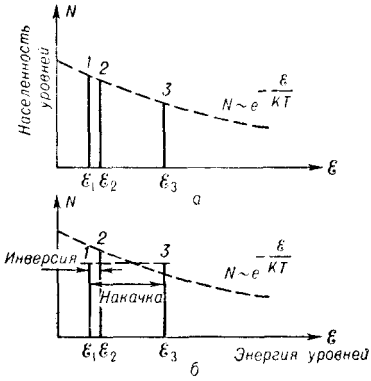


Рис. 13. Распределение населенностей в системе с тремя уровнями: *а* — при тепловом равновесии системы ионов с решеткой; *б* — при нарушении теплового равновесия накачкой: переход между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$ насыщен мощной накачкой; на переходе $\mathscr{E}_1$ — $\mathscr{E}_2$ образуется инверсия населенностей.

Равновесную $\Delta N_р$, а следовательно, и инвертированную $\Delta N_и$ разность населенностей можно увеличить, понижая абс. темп-ру кристалла. Понижение темп-ры, кроме того, очень сильно увеличивает время парамагнитной релаксации, тем самым снижая мощность накачки, необходимой для насыщения перехода $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_3$. Поэтому достаточную для создания эффективных усилителей инверсную разность населенностей $\Delta N_и$ удается получить только при глубоком охлаждении кристалла. Обычно К. у. работают при темп-рах 4,2 — 1,5 К, т. е. при темп-рах жидкого гелия. Лишь нек-рые конструкции могут работать при темп-рах 77 К (темп-ра жидкого азота) и даже до 190 К (темп-ра твердой окиси углерода), но они менее эффективны.

Для парамагнитных ионов, имеющих более чем три магнитных подуровня, также можно получить инверсию населенностей на одном из переходов, подавая накачку на частоте др. перехода. При этом не обязательно должны непосредственно затрагиваться все уровни. Нек-рые уровни энергии могут не участвовать в образовании переходов, на к-рые подается накачка или на к-рых осуществляется усиление. Но все населенные уровни в той или иной степени влияют на инверсию населенностей, т. к. они участвуют в релаксационных процессах.

В первых трехуровневых усилителях использовались кристаллы этилсульфата лантана $[La(C_2H_5SO_4)_3 \cdot 9H_2O]$ с примесью парамагнитных ионов гадолиния и церия, а также кристаллы гексацианида калия — кобальта $[K_3Co(CN)_6]$ с примесью ионов Cr. Впоследствии стало ясно, что рубин как активное вещество для К. у. по всем основным свойствам намного превосходит эти вещества. Почти все существующие К. у. дециметрового и сантиметрового диапазона изготовлены с применением рубина.

Наиболее эффективные режимы использования рубина в К. у. указаны на рис. 9, *б* и *в* стрелками. Симметричное расположение магнитных уровней Cr при ориентации магнитного поля под углом

$\Theta = 54{,}7°$ к оси кристалла делает возможным непосредственное использование всех четырех уровней. Действительно, частоты переходов $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_4$ совпадают для всех значений постоянного магнитного поля. Если эти переходы насыщать накачкой, то один из остальных четырех переходов $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3$, $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_4$, $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_4$ или $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$ обязательно окажется инвертированным. Обычно это бывает переход $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3$.

Кристалл рубина в магнитном поле, ориентированном под углом $\Theta = 54{,}7°$ к оси кристалла, широко применяется для усиления в диапазоне длин волн ~ 3—5 *см*. Для волн с $\lambda > 5$ *см* можно работать при различных ориентациях магнитного поля относительно оси кристалла. Особенно выделяются два режима при $\Theta = 90°$ (рис. 9, *в*). Один из них реализуется в слабом магнитном поле. При этом накачка насыщает практически совпадающие переходы $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_4$. Усиление происходит на переходе $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_4$.

Наибольшая инверсия достигается на переходе $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$, если накачка производится на частоте перехода $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3$ или $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_4$. Но уровни $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ в слабых магнитных полях расщепляются очень слабо, поэтому необходимы большие магнитные поля. Трудности, связанные с этим, все же окупаются существенным увеличением инверсии населенностей и связанным с этим улучшением параметров К. у.

С увеличением частоты (уменьшением длины волны) усиливаемого сигнала приходится увеличивать постоянное магнитное поле (рис. 9). Все же недостаточно большое расщепление уровней полем кристалла не позволяет применять рубин для усиления волн с $\lambda < 1$ *см*. Уже исследовано много др. материалов, пригодных для К. у. миллиметровых волн, напр. изумруд $[Be_3Al_2(SiO_3)_6]$, рутил (TiO_2) и вольфраматы магния, цинка и кадмия ($MgWO_4$, $ZnWO_4$ и $CdWO_4$) с примесями трехвалентных ионов хрома и железа.

Из всего огромного разнообразия кристаллов и парамагнитных ионов лишь немногие сочетания оказались пригодными для К. у. Это обусловлено жесткими требованиями, предъявляемыми к кристаллам: 1) необходимо, чтобы ионы имели более чем два магнитных подуровня; 2) число уровней не должно быть слишком большим, иначе населенности уровней, непосредственно участвующих в образовании рабочего перехода, окажутся слишком малыми и не удастся получить достаточно большой инверсной разности населенностей, т. е. большого усиления; 3) ядро парамагнитного иона не должно иметь собственного магнитного момента; взаимодействие магнитного момента ядра иона с магнитным моментом неспаренного электрона приводит к дополнительному расщеплению магнитных подуровней; 4) нежелательны также случаи, когда парамагнитные ионы занимают в кристаллич. решетке неодинаковые положения и имеют различные энергетич. спектры; 5) парамагнитная релаксация должна происходить достаточно медленно, чтобы можно было ограничиваться небольшой мощностью накачки и, следовательно, небольшим расходом жидкого гелия для охлаждения.

Коэффициент усиления парамагнитных усилителей. Однорезонаторный усилитель. Итак, принцип работы К. у. сводится к тому, что усиливаемая электромагнитная волна, распространяясь в активном парамагнитном кристалле, вызывает в нем вынужденное испускание квантов излучения, полностью совпадающих по частоте, фазе и направленности с квантами вынуждающего излучения.

Это и создает усиление первичной волны. Естественно, что чем больше размеры кристалла, тем больше вынужденных переходов произойдет на пути волны, т. е. тем больше усиление. При этом нарастание амплитуды электромагнитной волны E при прохождении через кристалл происходит по закону:

$$E = E_0 e^{\alpha z}. \qquad (3)$$

Здесь E_0 — амплитуда входящей волны ($e = 2{,}7$ — основание натуральных логарифмов), z — путь, к-рый волна прошла в кристалле. Величина α, характеризующая усилительные свойства кристалла, наз. коэфф. квантового усиления. Численно α — величина, обратная расстоянию, к-рое необходимо пройти волне, чтобы ее амплитуда выросла в e раз. Поэтому коэфф. квантового усиления имеет размерность $см^{-1}$. Величина α тем больше, чем больше инверсная разность населенностей магнитных подуровней парамагнитного иона $\Delta N = N_в - N_н$ и чем чаще происходят вынужденные переходы между инвертированными подуровнями, соответствующие частоте усиливаемого сигнала. Усиление увеличивается с ростом концентрации парамагнитных ионов в кристалле и с уменьшением ширины спектральной линии $\Delta\nu$. Удается получить активные кристаллы с $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^{-1}$. При этом увеличение амплитуды волны в 10 раз требует расстояний $\sim 100\ \lambda$. Напр., для $\lambda = 3$ *см* (рубин) расстояния ~ 3 *м*. Однако кристаллы таких размеров практически неосуществимы.

Необходимые размеры активных кристаллов могут быть уменьшены во много раз, если к.-л. путем удается увеличить время взаимодействия волны с кристаллом. Для этого необходимо поместить парамагнитные кристаллы в устройство, задерживающее и накапливающее электромагнитное излучение, напр. в объемный резонатор, о к-ром уже упоминалось выше. В резонаторе электромагнитные волны, отражаясь от его стенок, образуют стоячие волны и длительно взаимодействуют с парамагнитными ионами. Амплитуда стоячих волн в резонаторе резко зависит от частоты электромагнитных колебаний. При этом форма и размеры резонатора определяют ту частоту волны, для к-рой амплитуда стоячих волн максимальна или, как говорят, собственную частоту резонатора (подробнее см. *Объемный резонатор*).

В первых усилителях использовался один резонатор, возбуждающийся одновременно на двух частотах — частоте усиливаемого сигнала и частоте накачки. Последнее существенно, т. к. делает накачку более эффективной и позволяет уменьшить ее мощность. Резонатор (рис. 14), заполненный активным веществом, помещен в постоянное магнитное поле, создаваемое полюсами магнита *5*. Для охлаждения резонатор с кристаллом погружен в жидкий гелий *7*.

Усиливаемый сигнал из антенны *1* поступает в распределительное устройство *2*, наз. *циркулятором*. Последний имеет три входа, или плеча. Сигнал, поступающий на плечо *I*, передается только в волновод, подключенный к плечу *II*, а сигнал, поступивший на плечо *II*, передается только в плечо *III*. Аналогично, сигнал, поступивший в плечо *III*, передается только в плечо *I*. Поступивший из антенны сигнал, пройдя из первого плеча во второе, попадает в резонатор. Усиленный в резонаторе при многократном прохождении через кристалл сигнал возвращается в циркулятор

и, пройдя из его второго плеча в третье, попадает на вход последующих частей приемного устройства. Т. о., циркулятор служит для разделения входа и выхода однорезонаторного К. у. Такой К. у. наз. о т р а ж а т е л ь н ы м.

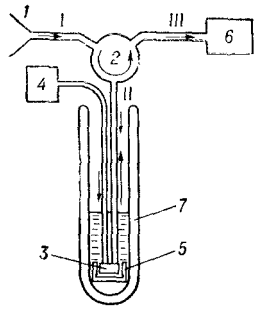


Рис. 14. Однорезонаторный отражательный усилитель: *1* — антенна; *2* — циркулятор; I, II, III — плечи циркулятора; *3* — резонатор, в котором находится рубин; *4* — источник накачки; *5* — магнит; *6* — приемник усиленных сигналов; *7* — сосуд Дюара с жидким гелием.

Как уже говорилось ранее, коэфф. усиления однорезонаторного К. у. определяется усиливающими свойствами парамагнитного кристалла и потерями электромагнитной энергии в резонаторе, гл. обр. за счет излучения через отверстие связи, соединяющее резонатор с волноводом. Потери в стенках резонатора и в самом активном веществе в реальных К. у. с избытком компенсируются усилением и не играют существенной роли. Усиливаемый сигнал попадает в резонатор К. у. через отверстие связи. Нек-рое время сигнал, находясь в резонаторе, взаимодействует с парамагнитным веществом. Результатом этого взаимодействия является усиление. Через то же самое отверстие связи усиленный сигнал выходит из резонатора. Чем меньше отверстие связи, тем дольше взаимодействие сигнала с веществом и тем больше коэфф. усиления.

Увеличение времени пребывания волны в резонаторе делает невозможным усиление быстро изменяющихся сигналов. Это означает, что с увеличением коэфф. усиления однорезонаторного К. у. уменьшается его полоса пропускания. Для К. у. с одним резонатором соблюдается приблизительное соотношение:

$$K_0 \Delta\nu \sim \frac{\alpha}{\pi} \cdot 2\ c, \qquad (4)$$

где K_0 — коэфф. усиления усилителя на резонансной частоте ν_0 спектральной линии, $\Delta\nu$ — полоса пропускания усилителя. Ясно, что чем больше α, тем больше произведение коэфф. усиления К. у. на его полосу пропускания $\Delta\nu$. Коэфф. квантового усиления α для веществ, обычно применяемых в К. у., не может быть сделан много больше 1/100 λ. При обычном коэфф. усиления $K_0 = 10$ полоса пропускания однорезонаторного К. у. $\Delta\nu$ не превышает 0,2% от резонансной частоты ν_0, что значительно меньше ширины перехода между магнитными подуровнями $\Delta\nu$, определяющей верхний предел ширины полосы пропускания К. у.

Т. о., введение резонатора в конструкцию К. у., с одной стороны, увеличивает коэфф. усиления, с др. стороны, во столько же

раз уменьшает его полосу пропускания. Благодаря этому однорезонаторные К. у. не получили широкого распространения.

Многорезонаторные усилители. Оказалось, что можно сохранить большой коэфф. усиления при широкой полосе пропускания, увеличив число резонаторов. Существует два типа многорезонаторных К. у. — усилители отражательного типа (с циркулятором, рис. 15) и усилители проходного типа, в к-рых волна распространяется вдоль цепочки резонаторов, заполненных активным веществом (рис. 16). В каждом резонаторе при значительной полосе пропускания усиление невелико, но полное усиление может достичь приемлемых величин. Оказалось, что в диапазоне сантиметровых волн уже двухрезонаторный отражат. усилитель на рубине при $K_0 = 100$ имеет полосу пропускания $\Delta\nu \sim 40$ *Мгц*, при ширине спектральной линии $\Delta\nu_{макс} \approx 60$ *Мгц*. Для дециметровых волн достаточно трех резонаторов, чтобы полоса пропускания также приблизилась к ширине спектральной линии.

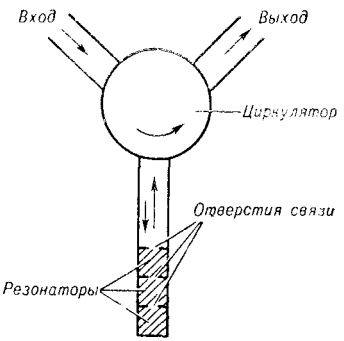


Рис. 15. Схема трехрезонаторного усилителя отражательного типа.

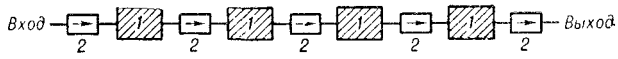


Рис. 16. Многорезонаторный усилитель, образованный цепочкой резонаторов с активным веществом. Резонаторы *1* отделены друг от друга ферритовыми элементами *2*, пропускающими волну только в одном направлении.

Многорезонаторные усилители отражательного типа негромоздки. По размерам они мало отличаются от однорезонаторных. Основным их недостатком является сложность перестройки частоты, т. к. необходимо одновременно менять частоту возбуждения большого числа резонаторов, что представляет технич. трудности.

В проходных К. у. резонаторы соединены друг с другом ферритовыми невзаимными элементами. Под действием постоянного магнитного поля ферриты приобретают свойство пропускать почти без потерь волну в одном направлении, поглощая волну, распространяющуюся в обратном направлении (см. *Ферриты*). Проходные многорезонаторные К. у. очень сложны. Они состоят из большого числа деталей и требуют тщательной настройки. Кроме того, они громоздки и нуждаются в большой мощности накачки.

Квантовые усилители бегущей волны. Время взаимодействия волны с веществом можно увеличивать, применяя вместо системы резонаторов т. н. замедляющие структуры. Скорость распространения волны вдоль такой структуры во много раз меньше скорости распространения волны в обычном *волноводе* или в сво-

бодном пространстве. Соответственно увеличивается и время взаимодействия волны с парамагнитным кристаллом, а следовательно, и ее усиление при прохождении каждого *см* длины кристалла. Существенно, что замедляющие структуры широкополосны и не нуждаются в настройке. Это дает возможность перестраивать частоту К. у. изменением величины магнитного поля. К. у. с замедляющей структурой получили название у с и л и т е л е й б е г у щ е й в о л н ы.

Замедляющие структуры разнообразны. Наиболее часто в К. у. применяется м е т а л л и ч. г р е б е н к а, по обе стороны к-рой расположены парамагнитные кристаллы (рис. 17). Колебания, возбуждаемые в крайнем зубце — резонаторе, передаются от соседа к соседу вдоль всей гребенки в виде бегущих волн, замедленных в 50—200 раз (см. *Замедляющие структуры*).

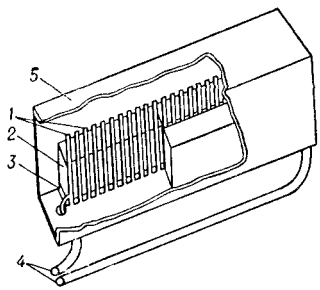


Рис. 17. Схема квантового усилителя бегущей волны: *1* — металлическая гребенка; *2* — брусок парамагнитного кристалла; *3* — ферритовый элемент; *4* — вход и выход усилителя; *5* — наружный металлический чехол (один брусок парамагнитного кристалла удален).

Наружный отражающий металлич. чехол ограничивает объем, занимаемый электромагнитным полем волны, распространяющейся вдоль гребенки. Одновременно он служит волноводом, по к-рому накачка подводится к парамагнитному веществу. Крайние зубцы гребенки связаны с волноводами, образующими вход и выход К. у.

Волны, отразившиеся на неоднородностях замедляющей структуры, в частности на ее конце, взаимодействуют с волнами, распространяющимися в прямом направлении, и образуют с т о я ч и е в о л н ы. Это нарушает работу усилителя бегущей волны. Для поглощения отраженных волн в замедляющей структуре размещаются детали из феррита (*3* на рис. 17). Они пропускают волну, распространяющуюся вдоль структуры в нужном направлении, и поглощают отраженные волны. Ферритовые детали могут иметь форму шариков и дисков, запрессованных в диэлектрике, или представлять собой бруски. Как и активное вещество, ферритовые детали *располагаются вблизи основания зубцов* гребенки, где сосредоточено магнитное поле замедленной электромагнитной волны. Величина и форма парамагнитных брусков и ферритов подбираются так, чтобы поглощение обратной волны в феррите превышало ее усиление. Благодаря этому усиливается только волна, распространяющаяся от входа усилителя к его выходу (см. *Ферриты*).

Полоса пропускания $\Delta\nu$ К. у. бегущей волны велика. Она связана с его коэфф. усиления K_0 зависимостью:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{л}\sqrt{\frac{3}{10\lg K_0 - 3}}, \qquad (5)$$

где $\Delta\nu_л$ — ширина спектральной линии. При обычных значениях коэфф. усиления К. у. бегущей волны $K \sim 100—1000$, его полоса пропускания всего в 2—3 раза меньше ширины спектральной линии и значительно превосходит полосу пропускания однорезонаторного К. у. (рис. 18).

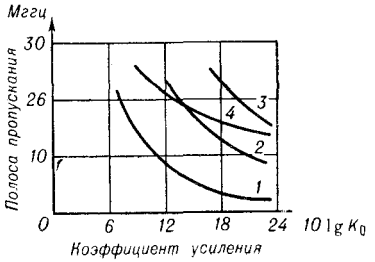


Рис. 18. Зависимость полосы пропускания квантовых парамагнитных усилителей различных типов от их коэффициентов усиления K_0 для $\lambda = 21$ см: *1* — для однорезонаторного усилителя; *2* — для двухрезонаторных; *3* — трехрезонаторных; *4* —для усилителя бегущей волны.

Подавление стоячих волн ферритом делает К. у. бегущей волны более стабильным по сравнению с резонаторными усилителями. С др. стороны, размеры гребенки К. у. больше размеров резонатора. Поэтому для них требуются парамагнитные монокристаллы бо́льших размеров. Связанное с этим увеличение объема, в к-ром необходимо поддерживать однородное магнитное поле, вынуждает увеличивать размеры и вес магнита и размеры криостата. Создание инверсии населенностей в большом (по объему) кристалле требует большой мощности накачки, что в свою очередь приводит к увеличению расхода жидкого гелия. Т. о., преимущества К. у. бегущей волны частично сводятся на нет его недостатками. Все же в усилителях бегущей волны удается получить коэфф. усиления $K_0 = 100$ при не слишком больших размерах усилителя (до 10 *см*). Такую систему можно без труда разместить в обычном гелиевом криостате.

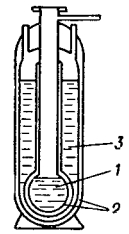


Рис. 19. Криостат: *1* — жидкий гелий; *2* — вакуумные рубашки; *3* — жидкий азот.

Охлаждение. Охлаждение К. у. производится жидким гелием в спец. двойных сосудах Дюара — криостатах. Обычно внутренний сосуд с жидким гелием *1* окружен рубашкой *2*, охлаждаемой жидким азотом (рис. 19). Темп-ра кипения гелия при атмосферном давлении равна $4{,}2K$. Большинство К. у. рассчитано на работу при этой темп-ре. Иногда для увеличения полосы пропускания и коэфф. усиления К. у. прибегают к более глубокому охлаждению. Это достигается откачкой паров гелия вакуумным насосом. Таким путем нетрудно достичь темп-ры $1{,}5K$. Однако К. у., работающие с откачкой, неудобны в эксплуатации.

Трудности, связанные со сжижением, транспортировкой и переливкой жидкого гелия из транспортных сосудов в криостаты, ограничивают возможности применения К. у. и осложняют и удорожают их эксплуатацию. Разработаны небольшие холодильные машины с замкнутым циклом движения рабочего охлаждающего вещества. Вес такой машины, рассчитанной на охлаждение К. у.

до $40K$, составляет 10—20 *кг*. Машина, рассчитанная на получение темп-ры 4 K, весит более 200 *кг* и потребляет мощность в неск. *квт*. Совершенствование холодильной техники в будущем сделает К. у. автономным, простым в эксплуатации прибором.

Магниты. Для создания внешнего магнитного поля в К. у. применяются как постоянные магниты, так и электромагниты. Постоянные магниты, создающие магнитные поля до 3—5 тыс. *э*, имеют сравнительно небольшие размеры и вес. Их можно размещать внутри криостата. Если постоянный магнит погружен в гелий, то вес и габариты К. у. определяются в основном не магнитом, а криостатом и источником накачки. Если постоянный магнит расположен снаружи криостата, то он должен создавать магнитное поле в большом объеме. Вес таких магнитов составляет дес. и сотни *кг* и является определяющим.

Электромагниты обычно располагаются в криостате и имеют обмотки из сверхпроводящей проволоки (электрич. сопротивление такой проволоки равно 0). Такие магниты не требуют постоянного питания; после заливки жидкого гелия в криостат обмотки магнита становятся сверхпроводящими. С помощью внешнего источника в обмотках возбуждается ток нужной величины, после чего они закорачиваются сверхпроводящей перемычкой, а внешний источник отключают. Ток в обмотках, а следовательно, и магнитное поле, остаются неизменными. Магниты со сверхпроводящими обмотками позволяют получать большие магнитные поля, необходимые для создания К. у. миллиметрового и более коротковолнового диапазона волн.

4. Важнейшие характеристики квантовых усилителей

Основным достоинством К. у., определившим их бурное развитие, как уже указывалось выше, является чрезвычайно низкий уровень их собственных шумов и вследствие этого необычайно высокая чувствительность. В К. у. число частиц, участвующих в усилении, т. е. число парамагнитных ионов, постоянно. Т. о., дробовой шум отсутствует. Поскольку К. у. работают при низких темп-рах, то и тепловой шум в них тоже очень мал. Принципиально неустранимые шумы К. у. связаны со *спонтанным излучением* активного вещества на частоте рабочего перехода. В активном веществе, помимо вынужденных переходов «вниз», сопровождающихся вынужденным испусканием фотона, происходят и спонтанные переходы «вниз», в результате к-рых также излучается фотон.

Мощность шума, вызванного спонтанным излучением, приходящаяся на ед. объема активного вещества К. у., пропорциональна населенности N_2 верхнего уровня. Рассмотрим простейшую модель К. у. в виде стержня из активного материала, вдоль к-рого распространяется усиливаемая волна. Спонтанное излучение, возникающее на входе усилителя, распространяясь вдоль всего активного кристалла, усиливается больше, чем излучение, возникающее в последующих частях К. у. Поэтому основной вклад в мощность шумов на выходе усилителя вносят шумы, возникающие в начальной части стержня, имеющего длину $\sim \frac{1}{\alpha}$, где α — коэффициент квантового усиления, пропорциональный разности населенностей

$N_2 - N_1$. В результате эффективная мощность спонтанного шума, действующего на входе К. у., пропорциональна отношению $\frac{N_2}{N_2 - N_1}$. Обогащение верхнего уровня за счет нижнего уровня приводит к уменьшению спонтанного шума в К. у. Наименьшие шумы достигаются, когда все частицы находятся на верхнем уровне.

Мощность шумов К. у. удобно измерять, сравнивая ее с мощностью *теплового излучения* черного тела. Спектр теплового излучения включает и видимый свет, и радиоволны. Т. о., мощность шумов можно выражать через абс. темп-ру (шумовая температура). Предельная темп-ра шума К. у., вызванного спонтанным излучением для $\lambda \sim 3$ *см*, составляет 0,5 *К*. Для большинства активных веществ, используемых в К. у., мощность шума колеблется в пределах от 1 *К* до 5 *К*.

В реальных К. у. к этим ничтожно малым шумам добавляется гораздо более мощное тепловое излучение подводящих *волноводов* и др. конструктивных деталей К. у. Значительное тепловое излучение этих деталей связано с поглощением волны в материалах, из к-рых они сделаны. Реальный волновод, напр., всегда поглощает нек-рую часть передаваемой по нему волны. Мощность шумов, излучаемую этими элементами усилителя, можно характеризовать величиной βT, где β — коэфф. поглощения волны, а T — его абс. темп-ра. Отсюда видно, что шумы К. у. определяются тепловым излучением неохлажденных входных его деталей, на много превосходящем шумы, излучаемые самим активным веществом.

Для уменьшения шумов приемного устройства необходимо уменьшать поглощение радиоволн по пути от антенны к К. у. и охлаждать возможно бо́льшую часть входных деталей. Но охладить весь входной тракт до темп-ры жидкого гелия невозможно. Неизбежно «теплой» останется часть волновода, соединяющего К. у. с антенной радиоприемного устройства. Поэтому обычно не удается снизить шумы К. у. до величины ниже 10 *К*. Это приблизительно в 100 раз меньше уровня шумов лучших усилителей, имевшихся до появления К. у.

Динамический диапазон. К. у. не может усиливать сколь угодно большой сигнал. Большой сигнал, подобно мощной накачке, приводит к насыщению рабочего перехода, т. е. к исчезновению инверсии населенностей и усиления. После прекращения действия такого насыщающего сигнала коэфф. усиления К. у. восстанавливается не сразу, а только через время, несколько большее времени парамагнитной релаксации t_1. Для рубина $t \approx 0{,}1$ *сек*. Диапазон изменения величины (уровня) сигнала от самого малого, сравнимого с собственными шумами усилителя, до столь большого, что он приводит к насыщению усилителя, наз. динамическим диапазоном. Динамич. диапазон К. у. определяется гл. обр. временем парамагнитной релаксации t_1 кристалла. Чем меньше t_1, т. е. чем чаще происходят релаксационные переходы, тем больший сигнал может быть усилен без насыщения рабочего перехода.

Динамич. диапазон К. у. можно расширить, применяя кристаллы с малым временем парамагнитной релаксации t_1, но это связано с необходимостью увеличивать мощность накачки. Последнее, в свою очередь, приводит к увеличению расхода жидкого гелия. Напр., при мощности накачки в 1 *вт* испаряется более 1 *л* гелия в час.

5. Применение квантовых усилителей

Появление К. у. было подготовлено бурным развитием радиоспектроскопии и техники приема СВЧ в 40—50-е гг. и явилось их следствием. Однако далеко не всякое радиоприемное устройство нуждается в К. у. Такие высокочувствительные усилители целесообразно применять лишь для приема очень слабых сигналов и только при отсутствии сильных помех, маскирующих полезный сигнал, напр. в радиоастрономии, исследующей радиоизлучение небесных тел. Здесь не встречаются сильные сигналы, поэтому ни о каком насыщении не может быть речи. В планетной радиолокации проблема насыщения К. у. мощным импульсным передатчиком также не существенна, т. к. время распространения сигнала до ближайшей планеты — Венеры — измеряется минутами. За это время парамагнитная релаксация успеет полностью ликвидировать насыщение и восстановить усиление.

Однако если принимаемый сигнал попадает в антенну в сопровождении более мощных помех, применение К. у. не исправит положения. Источниками помех могут быть: 1) различные устройства, в к-рых происходит искровой или дуговой разряды; 2) посторонние радиостанции и радиолокаторы, 3) космич. тела, излучающие радиоволны в широком диапазоне частот, 4) поверхность Земли и атмосфера.

Интенсивность индустриальных шумов резко падает с увеличением частоты. В диапазоне дециметровых и более коротких волн, вдали от крупных индустриальных центров, их уровень очень низок. В диапазоне волн длиннее 1 *м*, кроме индустриальных помех, приходится считаться с высоким уровнем космич. шумов галактич. происхождения. В диапазоне волн короче 1 *см* начинает сказываться тепловое излучение атмосферы. Поэтому применение К. у. в наземных устройствах дает наибольший эффект в диапазоне волн от 1 *м* до 1 *см*.

Следует заметить, что в диапазоне миллиметровых волн есть области частот с пониженным шумом атмосферы. Эти участки радиодиапазона наз. окнами прозрачности атмосферы (правильнее было бы говорить «радиопрозрачности»). Они более благоприятны для радиосвязи и работы радиотелескопов с К. у. В космич. пространстве шумы, связанные с поглощением в среде, отсутствуют. Поэтому К. у. миллиметрового и еще более коротковолнового диапазонов могут с успехом использоваться в радиоприемных устройствах, установленных на космич. аппаратах.

Большие неприятности для наземных приемных устройств с К. у. на входе доставляет тепловое излучение Земли, попадающее в антенну. До появления К. у. конструкторы вообще не заботились о шумах антенн. Они стремились в основном к увеличению их полезной площади и направленности их действия. С появлением К. у. возникла необходимость в малошумящих антеннах. Пришлось пересмотреть все новые проекты антенн, предназначенных для сверхдальней радиолокации, дальней космич. связи и радиоастрономии. Сочетание К. у. с обычной антенной позволяет снизить результирующий шум всего устройства до 100 К и получить выигрыш в чувствительности лишь в 5—20 раз. При совмещении малошумящего К. у. со специальной малошумящей антенной можно достичь рекордно низкого уровня шумов всей си-

стемы $\sim 10—20$ K, а выигрыш в чувствительности при этом может быть $\sim 50—200$ раз.

Особенно важно применение К. у. в радиоастрономии. Возможности повышения чувствительности радиотелескопов за счет увеличения размеров антенн ограничены прочностью материалов и высокой стоимостью таких сооружений. К. у. без увеличения антенн повышают чувствительность приемного устройства во много раз. При наблюдении слабых сигналов на фоне шумов время, необходимое для получения информации об этом сигнале, пропорционально квадрату мощности шумов на входе приемника. Применение К. у. значительно сокращает время наблюдения, что иногда является решающим. Напр., при радиолокационных исследованиях планеты Меркурий, проведенных впервые в 1962 г., использование К. у. было совершенно необходимым. Меркурий имеет малые размеры и движется очень быстро. Продолжительность его сближения с Землей на расстояние $\sim 8 \cdot 10^7$ *км* ограничено всего 10—12 днями. С удалением Меркурия от Земли мощность принимаемого радиолокационного сигнала изменяется обратно пропорционально 4-й степени расстояния между планетами. За время одного сближения, даже с К. у., удалось накопить сигнал, лишь в неск. раз превышающий уровень шумов. Без К. у. пришлось бы проводить наблюдения в течение 40—50 сближений, происходящих через каждые 4 месяца, т. е. это потребовало бы 10—12 лет. Венера больше Меркурия и подходит к Земле ближе. Сигнал, посланный с Земли и отраженный от Венеры, удавалось выделять из шумов и без К. у., но это потребовало многочасовых наблюдений (1961 г.). Применение К. у. позволило увеличить скорость получения информации более чем в 40 раз. В результате по отражению радиоволн удалось подробно исследовать поверхность планеты, определить направление и скорость ее вращения, проследить траекторию ее движения на большом участке. С помощью К. у. были проведены также радиолокационные исследования Марса и Юпитера. От Земли до Юпитера и обратно радиолокационный сигнал проходит приблизительно за час. Выделить сигнал из шумов, несмотря на гигантские размеры Юпитера, удалось только после 20-часового накопления.

Сигналы, отраженные от планет, имеют достаточно узкий спектр частот. Поэтому для радиолокационных исследований планет использовались К. у. с одним или двумя резонаторами.

К. у. крайне необходимы в радиоприемных устройствах дальней космич. связи. Радиоприемные устройства системы связи между удаленными точками Земли через спец. с п у т н и к и с в я з и (типа «Молния» или «Телестар») также нуждаются в К. у. Здесь нужны широкополосные К. у. бегущей волны или многорезонаторные К. у.

В радиотелескопах обычно также применяются широкополосные К. у. Большинство космич. тел испускает широкий спектр частот. При приеме таких сигналов отношение полезного сигнала к собственному шуму приемника растет вместе с шириной полосы пропускания.

С точки зрения широкополосности квантовый усилитель не является наилучшим среди усилителей СВЧ-диапазона. Значительно бóльшую полосу частот усиливают электровакуумные л а м п ы б е г у щ е й в о л н ы или полупроводниковые п а р а м е т р и-

ческие усилители (см. *Параметрическое усиление и генерация*). Но по чувствительности К. у. не имеют равных.

Кроме сигналов с широким спектром, к нам на Землю из космоса приходят и сравнительно узкополосные сигналы. Первым изученным сигналом такого рода была спектральная линия поглощения межзвездного атомарного водорода на волне 21 *см*. Впоследствии были обнаружены линии излучения молекул ОН и возбужденных атомов водорода. Ширина наблюдаемых спектральных линий космич. газа колеблется в пределах от неск. *кгц* до 1 *Мгц*. Многие фундаментальные открытия в радиоастрономии, в частности обнаружение возбужденного межзвездного водорода в др. галактиках, были сделаны при помощи К.у. Благодаря высокой чувствительности К. у. было открыто т. н. реликтовое радиоизлучение, образовавшееся, по всей видимости, еще до возникновения видимой с Земли части Вселенной.

Лит.: 1) Карлов Н. В. и Маненков А. А., Квантовые усилители, М., 1966; 2) Котельников В. А. [и др.], Успехи планетной радиолокации, «Природа», 1964, № 9; 3) Апраксин Л. В., *Радиолокация планет*, М., 1966; 4) «Радиоэлектроника и связь», 1968, № 9. *А. В. Францессон.*

ЛАЗЕР

1. Радиоволны и свет

Представить себе современную науку, технику и даже быт без радиотехнич. приборов трудно. Иначе обстоит дело со световыми волнами, к-рые до недавнего времени применялись преимущественно для освещения и сигнализации (зрение, конечно, играет огромную роль в нашей жизни, однако это дар природы, а не достижение человека). На первый взгляд трудно понять причину этого. Ведь и радиоволны, и свет имеют единую природу — это электромагнитные волны, различающиеся лишь длиной волны λ. У радиоволн длина волны велика, она измеряется километрами, метрами, сантиметрами, миллиметрами. Длина же волны света лежит в диапазоне $8 \cdot 10^{-4}$—$4 \cdot 10^{-4}$ *мм* (см. рис. 1 в ст. *Квантовая электроника*). Оказывается, что между радиоволнами, к-рые можно генерировать с помощью электронных устройств, и светом, к-рый до недавнего времени могли получать только от нагретых тел или газового разряда, существует различие в отношении одного важнейшего свойства, наз. к о г е р е н т н о с т ь ю.

Когерентность. Прежде чем определить это понятие, рассмотрим, какими характеристиками обладает электромагнитная волна. В простейшем случае г а р м о н и ч е с к о й в о л н ы электрическое $\boldsymbol{E}$ и магнитное $\boldsymbol{H}$ поля изменяются в пространстве и во времени по закону синуса (или косинуса):

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \sin\left[2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right], \quad \boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 \cos\left[2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right].$$

Величины $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$ наз. амплитудами волны, ν — ее частотой. Гармонич. волна м о н о х р о м а т и ч н а, т. е. обладает строго постоянной частотой ν и длиной волны $\lambda = c/\nu$ (c — скорость света). Любая негармонич. волна может быть представлена в виде суммы гармонич. волн различных частот (г а р м о н и к).

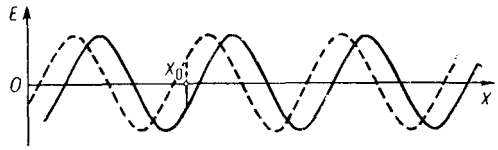


Рис. 1. Гармонические волны одинаковой амплитуды и частоты ν могут иметь различные фазы φ_1 и φ_2.

Две плоские гармонич. волны одинаковой амплитуды и частоты, распространяясь в пространстве в одном направлении OX, могут быть сдвинуты во времени: в момент времени t в любой точке X, их электрическое $\boldsymbol{E}$ и магнитное $\boldsymbol{H}$ поля будут иметь разные величины и направления (рис. 1). В этом случае говорят, что волны обладают различными фазами φ_1 и φ_2. Разность фаз $\Delta\varphi$ во всех точках пространства в любой момент времени будет постоянна, если частоты равны.

Кроме амплитуды, частоты и фазы, электромагнитная волна характеризуется направлением распространения и поляризацией — ориентацией вектора электрич. поля E. Поляризацию электромагнитной волны с тем же успехом можно характеризовать направлением магнитного поля H, перпендикулярным E. Однако для определенности принято считать поляризацией электромагнитной волны направление E. Если направление вектора E постоянно, волна наз. линейно поляризованной (см. *Поляризация*).

Если амплитуда, частота, фаза, направление распространения и поляризация электромагнитной волны постоянны или изменяются, но не хаотически, а упорядоченно, по определенному закону, то такая волна когерентна. Строго монохроматич. волна всегда когерентна. Взаимная когерентность двух немонохроматич. волн означает, что они обладают одинаковым набором частот, а разность их фаз постоянна во времени.

Радиоволны, излучаемые передающими радиостанциями, когерентны. Именно благодаря этому имп можно управлять в широких пределах, передавая с их помощью большое количество информации (телевизионные программы и др.). Свет же, испускаемый обычными источниками, — нагретыми или люминесцирующими телами или газом, светящимся в электрич. разряде, не обладает свойством когерентности. Атомы нагретых тел или светящегося газа самопроизвольно испускают световые волны независимо один от другого. Это обусловливает хаотич. изменение фазы, частоты, поляризации и направления распространения суммарной световой волны, излучаемой источником. Различие между световой волной, испускаемой, напр., лампой накаливания, и несущей волной радиопередающего устройства, на к-рую настраивают радиоприемник, такая же, как между шумом городской улицы и звуком камертона. Свет лампочки подобен световому «шуму». Он состоит из набора большого числа гармонич. колебаний, имеющих различные частоты, фазы к-рых хаотично изменяются во времени (подробнее см. *Когерентность*).

До недавнего времени (до появления Л.) можно было генерировать когерентные радиоволны, но нельзя было генерировать когерентный свет. Можно было усиливать слабые радиоволны, сохраняя все их свойства (что также важно в технике передачи информации), но не существовало усилителей света. И то, и другое стало возможным после создания Л.

Для чего нужен когерентный свет? Предположим, что мы умеем получать когерентный свет определенной частоты. Сулит ли это что-либо новое по сравнению с радиоволнами? Оказывается, что когерентный свет открывает перед исследователем и инженером совершенно новые возможности. Рассмотрим нек-рые из них.

Хорошо известно, что радиопередачи обычно ведутся на волнах в диапазоне от длинных волн ($\lambda \sim км$) до ультракоротких (УКВ, $\lambda \sim$ неск. $м$). Для трансляции же телевизионных программ используется только диапазон УКВ. Это важное обстоятельство связано с тем, что для передачи речи или музыки достаточен небольшой частотный интервал ($1—2 \cdot 10^4 гц$). Телевизионное изображение несет в себе значительно больше информации, чем речь или музыка, для его передачи нужен значительно бо́льший интервал частот $\sim 10^6 гц$ (см. *Полоса частот*, *Квантовый*

усилитель). Столь широкому частотному интервалу негде разместиться, если использовать в качестве несущей радиоволны длинноволновые колебания. С укорочением длины волны (увеличением частоты колебаний) объем информации, к-рый можно разместить на несущей волне, увеличивается. УКВ — это колебания с той минимальной частотой, на к-рой можно разместить телевизионную программу.

Частота колебаний световых волн в миллионы раз больше частоты УКВ. Это значит, что луч когерентного света способен нести многие тысячи телевизионных программ, не говоря уже о радиопрограммах и телефонных разговорах. Говоря технич. языком, по световому каналу связи можно передавать одновременно много больше информации, чем по радиоканалу.

Осуществление световой связи и световой локации на далекие расстояния важно и по др. причине: электромагнитные волны большой длины волны (радиоволны) расходятся от излучателя (антенны) под большим углом. С ростом расстояния от излучателя из-за углового расхождения поперечное сечение пучка радиолучей увеличивается пропорционально квадрату расстояния и квадрату угла расходимости. Поэтому на больших расстояниях от источника электромагнитная энергия растекается по все возрастающей площади и на ед. площади приходится все уменьшающаяся доля общей электромагнитной энергии. Лишь небольшая часть электромагнитной энергии достигает нужного объекта.

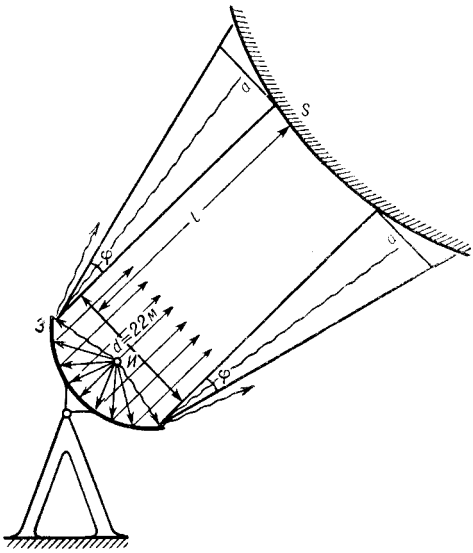


Рис. 2. Зеркальный радиотелескоп для радиолокации планет; *З* — зеркало; *И* — излучатель; *d* — ширина параллельного пучка радиолучей; φ — угол расходимости пучка, обусловленный дифракцией, *S* — поверхность планеты; *L* — расстояние до планеты; $d + 2a$ — диаметр «радиопятна» на поверхности планеты.

Напр., антенна радиотелескопа в Пущино (Московская обл.) выполнена в виде зеркальной чаши *З* размером 22 *м* (рис. 2). Пусть в фокусе зеркала установлен излучатель *И* радиоволн с длиной

волны $\lambda = 1$ *м*. Зеркало преобразует расходящийся пучок от точечного излучателя в параллельный. Однако дифракция электромагнитных волн на краях зеркала не позволяет создать идеально параллельный пучок диаметром 22 *мм*. Расходимость пучка за счет дифракции определяется углом $\varphi = \lambda/d$, тем большим, чем больше длина волны излучателя. Для $\lambda = 1$ *м* $\varphi = 1/22$ *рад* $= 2{,}6°$. Поэтому диаметр «радиопятна» на облучаемой планете равен $D = d + 2a$, где $a = L \operatorname{tg} \varphi$ (L — расстояние до планеты S). Для Луны, напр., $L = 300\,000$ *км*, а $D \approx 30\,000$ *км*, т. е. намного превосходит диаметр Луны; на Луну попадает лишь небольшая доля излучаемой с Земли электромагнитной энергии. Это приводит к тому, что отраженный вторичный сигнал имеет ничтожную интенсивность, что ограничивает точность и возможности радиолокации Луны.

Для световой волны с $\lambda = 1$ *мкм* зеркало диаметром в 10 *см* дает угол расходимости φ всего лишь 10^{-5} *рад*. Это означает, что на Луне освещенное пятно будет иметь диаметр всего лишь в 3 *км*. Энергетич. потери при этом будут малы, а отраженный сигнал — во много раз более интенсивен. Перемещение этого пятна по поверхности Луны позволяет исследовать ее структуру. Для того чтобы получить такое пятно с метровыми волнами, потребовалось бы зеркало диаметром в 100 000 *м*, что практически неосуществимо. Т. о., использование когерентного света для связи и локации сулит огромный информационный и энергетич. выигрыш и заманчивые перспективы как из-за высокой частоты, так и из-за возможной высокой направленности (параллельности) световых пучков.

Важной проблемой является возможность фокусировки электромагнитных волн. Это позволило бы непосредственно использовать электромагнитную энергию в технике (напр., резка металла, обработка твердых материалов и т.п.). Однако по законам дифракции наименьший размер сфокусированного пятна равен длине волны λ. Поэтому сфокусировать пучок радиолучей на площадку очень малого размера невозможно. Световую же волну с $\lambda \sim 1$ *мкм* можно было бы сфокусировать на площадку диаметром в 1 *мкм*. Но осуществить это с солнечным светом невозможно, в частности из-за явления хроматической аберрации — свойства линзы фокусировать свет разной длины волны в разные точки (рис. 3). Чтобы сфокусировать свет на очень маленькую площадку, нужно иметь источник монохроматич. света, т. е. света, имеющего строго определенную длину волны.

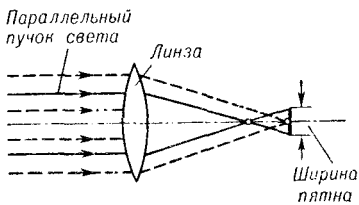


Рис. 3. Явление хроматической аберрации препятствует фокусировке немонохроматического света.

Монохроматич. свет сколько-нибудь существенной интенсивности невозможно получить с помощью обычных источников света. Рассмотрим причину этого на примере теплового источника. Тела, нагретые до темп-ры T, имеют мощность *теплового излучения* в малом интервале частот — от частоты ν до частоты $\nu + \Delta\nu$, равную:

$$P = \frac{2}{c^2} \nu^2 \Delta\nu \frac{\frac{h\nu}{kT}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} S\Delta\varphi.$$

Здесь k — *Больцмана постоянная*, S — площадь нагретого тела, φ — телесный угол, внутри к-рого распространяется излучение частоты ν ($\Delta\varphi$ соответствует $\Delta\nu$). Напр., с *км*^{2} Солнца в интервале частот $\Delta\nu \sim 10^9$ *гц* ($\lambda \sim 1$ *мкм*) на всю поверхность Земли падает всего 0,01 *вт*. Для получения 100 *вт*/*см*^{2} в том же интервале частот источник излучения должен быть нагрет до температуры T в тыс. миллиардов K, недостижимой в земных условиях. В то же время существуют генераторы монохроматического радиоизлучения, дающие 1000 *вт*/*см*^{2} и значительно больше. Если приписать такому источнику температуру, то она превосходит тысячи миллиардов град.

Таковы нек-рые перспективы, к-рые рисовались перед физиками, когда они искали пути к созданию мощных источников когерентного света. Оказалось, что старые способы генерации радиоволн «отказываются работать» в оптич. диапазоне. В радиотехнике продвижение от более длинных (километровых и метровых) в область дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн (СВЧ) интенсивно происходило в 40—50-х гг. Долгое время генерация и усиление радиоволн осуществлялись с помощью электронных ламп, в к-рых используются электронные потоки. Однако уже на подступах к миллиметровому диапазону использование электронных потоков встретилось с большими трудностями. В этой области частот электронный пучок без спец. резонансного устройства нельзя применить для получения электромагнитных колебаний строго определенной частоты, т. к. электроны, движущиеся с ускорением, сами по себе излучают широкий спектр частот, сравнимых с генерируемыми частотами. Для дециметровых и сантиметровых радиоволн эту трудность удалось преодолеть в электровакуумных приборах СВЧ, пропуская электронные потоки через резонаторы. Наиболее эффективными оказались металлич. полости — *объемные резонаторы*, размеры к-рых сравнимы с генерируемой длиной волны λ. Однако для очень малых длин волны ($\lambda \sim 1$ *мм*) изготовление таких резонаторов необычайно трудно, а для световых волн изготовить объемный резонатор, размеры к-рого сравнимы с λ, вообще немыслимо. Кроме того, с уменьшением размеров резонатора катастрофически падает излучаемая в резонатор мощность. Попытки использовать электронный пучок для освоения оптич. диапазона длин волн остановились перед непреодолимым барьером.

2. Лазер — источник когерентного света

Радикальное решение задачи освоения оптич. диапазона пришло из молодой области физики — квантовой радиофизики, или квантовой электроники, которая с момента появления *молекулярных генераторов* и *квантовых усилителей* прочно утвердилась как новое направление в радиофизике. И оптические квантовые генераторы (ОКГ), или Л., стали новым, еще более значительным ее завоеванием.

Идеи развивались приблизительно так: если невозможно создать обычные резонаторы в оптич. диапазоне, то нельзя ли воспользоваться резонансными свойствами отдельных атомов и молекул, а также кристаллов, к-рые, как было хорошо известно, могут избирательно излучать или поглощать свет определенной длины

волны. Эти свойства к концу 50-х гг. были достаточно хорошо изучены.

Как атомы, так и молекулы и кристаллы являются сложными микросистемами — образованиями, состоящими из ядер и электронов. Энергия относительного движения частиц, составляющих атомы, (для определенности будем говорить об атоме), может принимать только строго определенные значения. Эти значения энергии $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ..., $\mathscr{E}_k$ наз. уровнями энергии. Система энергетич. уровней составляет энергетический спектр атома. «Нижний» уровень — с минимальной энергией — наз. основным, остальные — возбужденными. Энергетич. спектр изолированного атома зависит от его структуры. Число атомов, обладающих данной энергией, наз. населенностью уровня (см. *Уровни энергии*).

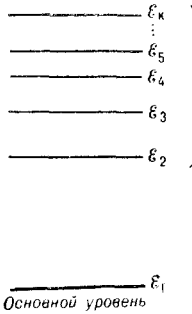


Рис. 4. Энергетический спектр атома.

Если атому, находящемуся на основном уровне $\mathscr{E}_1$, сообщить энергию, он может перейти на один из возбужденных уровней (рис. 4). Наоборот, возбужденный атом может самопроизвольно (спонтанно) перейти на один из нижележащих уровней, излучив при этом определенную порцию энергии в виде кванта света (фотона). Если излучение света происходит при переходе атома с уровня энергии $\mathscr{E}_m$ на уровень энергии $\mathscr{E}_n$, то частота испускаемого (или поглощаемого) кванта света ν_{mn}:

$$\nu_{mn} = \frac{1}{h}(\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n), \qquad (1)$$

где h — *Планка постоянная* (см. *Квантовый переход*).

Именно такие спонтанные процессы излучения происходят в нагретых телах и светящихся газах: нагревание или электрич. разряд переводят часть атомов в возбужденное состояние; переходя в нижние состояния, они излучают свет. В процессе спонтанных переходов атомы излучают свет независимо один от другого. Кванты света хаотически испускаются атомами в виде волновых цугов. Цуги не «согласованы» друг с другом во времени, т. е. имеют различную фазу. Поэтому спонтанное излучение некогерентно.

Наряду со спонтанным излучением возбужденного атома существует вынужденное (или индуцированное) излучение: атомы излучают под действием внешнего быстропеременного электромагнитного поля, напр. света. При этом оказывается, что под действием внешней электромагнитной волны атом излучает вторичную волну, у к-рой частота, поляризация, направление распространения и фаза полностью совпадают с характеристиками внешней волны, действующей на атом. Явление вынужденного излучения дает возможность управлять излучением атомов с помощью электромагнитных волн и таким путем усиливать и генерировать когерентный свет. Чтобы осуществить это прак-

тически, нужно удовлетворить определенным условиям. Во-первых, необходим р е з о н а н с — совпадение частоты падающего света с одной из частот ν_{mn} энергетич. спектра атома. О выполнении резонансного условия позаботилась сама природа: если световой фотон испущен спонтанно при переходе атома с более высокого уровня $\mathscr{E}_m$ на уровень $\mathscr{E}_n$, то его частота равна ν_{mn} и будет соответствовать переходу между аналогичными уровнями другого такого же атома, т. к. энергетич. спектр одинаковых атомов абсолютно идентичен. В дальнейшем вынужденное излучение возбужденных атомов порождает целую лавину фотонов, во всем подобных первичному фотону. В результате совокупность атомов испустит интенсивную когерентную световую волну, т. е. будет осуществлена генерация когерентного света. Др. условие связано с населенностью различных уровней. Наряду с вынужденным излучением света атомами, находящимися на верхнем уровне $\mathscr{E}_m$, происходит также р е з о н а н с н о е п о г л о щ е н и е атомов, населяющих нижний уровень $\mathscr{E}_n$. Атом, находящийся на нижнем уровне $\mathscr{E}_n$, поглощает световой квант, переходя при этом на верхний уровень $\mathscr{E}_m$. Резонансное поглощение препятствует возникновению инерции света. Будет ли в итоге система атомов генерировать свет или нет, зависит от того, каких атомов в веществе больше. Для возникновения генерации необходимо, чтобы число атомов на верхнем уровне N_m было больше числа атомов на нижнем уровне N_n, между к-рыми происходит переход. Конечно, можно использовать лишь ту пару уровней, между к-рыми возможен переход, т. к. не все переходы между любыми двумя уровнями разрешены природой (см. *Квантовый переход*).

В естественных условиях на более высоком уровне при любой темп-ре меньше частиц, чем на более низком (см. *Больцмана распределение*). Поэтому любое тело, сколько угодно сильно нагретое, не будет генерировать свет за счет вынужденных переходов.

Для возбуждения генерации когерентного света необходимо принять спец. меры, чтобы из двух выбранных уровней верхний был заселен больше, чем нижний. Состояние вещества, в к-ром число атомов на одном из уровней с более высокой энергией больше числа атомов на уровне с меньшей энергией, наз. а к т и в н ы м, или состоянием с и н в е р с и е й (о б р а щ е н и е м) н а с е л е н н о с т е й. Т. о., для возбуждения генерации когерентного света необходима инверсия населенностей для той пары уровней, переход между к-рыми соответствует частоте генерации.

Вторая проблема, к-рую необходимо решить для создания Л., — это проблема *обратной связи*. Для того чтобы свет управлял излучением атомов, необходимо, чтобы часть излучаемой световой энергии все время оставалась внутри рабочего вещества, вызывая вынужденное излучение света все новыми и новыми атомами. Это осуществляется с помощью зеркал. В простейшем случае рабочее вещество помещается между двумя зеркалами, одно из к-рых полупрозрачно (рис. 5). Испущенная в к.-л. месте в результате спонтанного перехода атома световая волна усиливается за счет вынужденного испускания при распространении ее через рабочее вещество. Дойдя до полупрозрачного зеркала, свет частично пройдет через него. Эта часть световой энергии излучается Л. во вне и может быть использована. Часть же света, отразившаяся от полупрозрачного зеркала, даст начало новой лавине фотонов.

Эта лавина не будет отличаться от предыдущей в силу свойств вынужденного испускания.

Но выполнение двух описанных условий *еще недостаточно.* Для того чтобы возникла генерация света, усиление в активном веществе должно быть достаточно большим. Оно должно превышать нек-рое значение, наз. п о р о г о в ы м. Действительно, пусть часть светового потока, падающего на полупрозрачное зеркало, отразилась назад. Усиление на двойном расстоянии между зеркалами (один п р о х о д) *должно быть таким,* чтобы на полупрозрачное зеркало вернулась световая *энергия, не меньшая,* чем в предыдущий раз. Только тогда световая волна начнет нарастать от прохода к проходу. Если же этого нет, то в течение второго прохода полупрозрачного зеркала достигнет меньшая энергия, чем в предыдущий момент, в течение третьего — еще меньшая и т. д. Процесс ослабления будет продолжаться до тех пор, пока световой поток *не затухнет полностью. Ясно,* что чем *меньше* коэфф. отражения полупрозрачного зеркала, тем бо́льшим пороговым усилением должно обладать рабочее вещество.

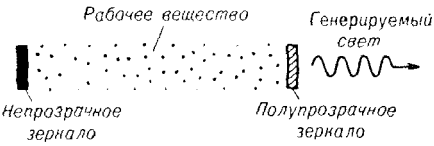


Рис. 5. Для возбуждения генерации когерентного света активное вещество помещают между двумя зеркалами.

Итак, сформулируем кратко условия, *необходимые для создания* источника когерентного света: 1. Нужно рабочее вещество с инверсной населенностью. Только тогда можно получить усиление света за счет вынужденных переходов. 2. Рабочее вещество следует поместить между зеркалами, к-рые осуществляют обратную связь. 3. Усиление, даваемое рабочим веществом, а значит, число возбужденных атомов или молекул в рабочем веществе *должно быть больше порогового значения, зависящего от коэфф.* отражения полупрозрачного зеркала. При выполнении этих трех условий мы получим систему, способную генерировать когерентный свет, и наз. Л., *или о п т и ч е с к и м к в а н т о в ы м г е н е р а т о р о м* (ОКГ). Слово «лазер» составлено из первых букв англ. фразы: «Light amplification by stimulated emission of radiation, что означает: усиление света с помощью вынужденного излучения.

3. Твердотельные лазеры

Первым квантовым генератором света был рубиновый Л., созданный в 1960 г. В дальнейшем появилось много др. лазерных материалов, *но остается бесспорным факт, что рубин по своим* физ. и механич. свойствам был и остается одним из лучших л а з е р н ы х м а т е р и а л о в.

Р у б и н — это твердое кристаллическое вещество. *Основой* его является корунд — диэлектрич. кристалл окиси алюминия (Al_2O_3). Рубином он становится тогда, когда небольшую часть атомов Al в этом кристалле заменяют ионы хрома Cr^{+++}. Содержание атомов Cr в кристалле *невелико* (0,05%). В *рубине,* обычно употребляемом для Л., на каждый $см^3$ кристалла приходится ок. 10^{19} атомов Cr.

Это составляет примерно одну десятитысячную от полного числа атомов. И тем не менее именно с введением атомов Cr кристалл принимает характерный для рубина красный цвет. Цвет кристалла обусловлен расположением энергетич. уровней атомов Cr в рубине.

В кристалле на атомы Cr действует сильное электрич. поле, создаваемое атомами O и Al. Вклад самих атомов Cr в это поле ничтожно мал, т. к. мала их концентрация. Поэтому взаимодействие атомов Cr друг с другом очень слабо. Их энергетич. спектр соответствует спектру свободного атома Cr, помещенного в сильное электрич. поле кристалла, расщепляющее уровни атома (см. *Штарка эффект*). Энергетич. спектр Cr в рубине был изучен задолго до создания Л. Рубин уже был применен в квантовой электронике для создания квантовых парамагнитных усилителей радиодиапазона (см. *Квантовый усилитель*), а еще раньше для исследования *люминесценции*.

Структура уровней Cr в рубине показана на рис. 6. Из рисунка видно, что имеется основное состояние $\mathscr{E}_1$ и два возбужденных состояния $\mathscr{E}_{2а}$, $\mathscr{E}_{2б}$. Это узкие

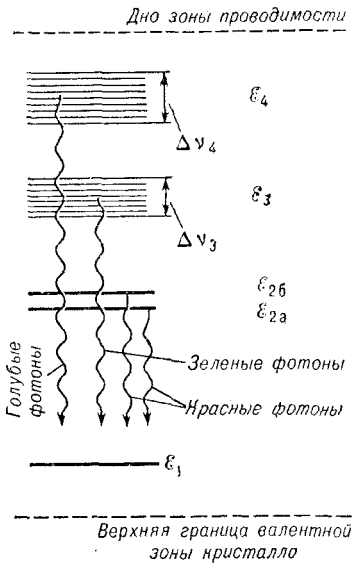


Рис. 6. Энергетический спектр примесных атомов Cr в рубине отличается от спектра изолированного атома Cr из-за воздействия электрического внутрикристаллического поля. Уровни примесных атомов Cr лежат в запрещенной зоне кристалла, ширина которой велика (корунд — диэлектрик). В отсутствие атомов Cr кристалл бесцветен, он поглощает и излучает фотоны, частота к-рых больше частоты видимого света. Хром придает рубину красный цвет.

уровни; переходы между ними и уровнем $\mathscr{E}_1$ и используются для генерации света. Основной уровень $\mathscr{E}_1$ в действительности обладает сложной структурой, особенности к-рой используются для работы парамагнитных квантовых усилителей и не существенны для работы Л. Наряду с узкими уровнями $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_{2а}$ и $\mathscr{E}_{2б}$ имеются две сравнительно широкие полосы энергий $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$. Длина волны излучения, соответствующая переходам между уровнями $\mathscr{E}_2 \rightarrow \mathscr{E}_1 \sim 7000$Å. *Это — красный свет. Переходы между* уровнями полосы $\mathscr{E}_3$ и уровнем $\mathscr{E}_1$ лежат в зеленом интервале спектра, а переход $\mathscr{E}_4 - \mathscr{E}_1$ — в голубом (см. *Рубин*).

Если атом Cr возбудить, *переведя его из основного состояния* в полосу $\mathscr{E}_3$ или $\mathscr{E}_4$, то за очень короткое время ($\sim 10^{-8}$ *сек*) он перейдет из этих полос на один из уровней $\mathscr{E}_2$. При переходе на уровень $\mathscr{E}_2$ атом Cr не излучает. Его энергия тратится на возбуждение колебаний кристаллич. решетки рубина. Возможность возвращения атома из полос $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ снова на уровень $\mathscr{E}_1$ хотя и существует, но скорость этого процесса пренебрежимо мала по сравнению со

скоростью перехода атомов на уровни $\mathscr{E}_{2a}$, $\mathscr{E}_{2б}$. На уровнях $\mathscr{E}_2$ атом «живет» 10^{-3} *сек*, что по атомным масштабам является большим временем. Такое большое время жизни позволяет накапливать атомы на уровнях $\mathscr{E}_2$, и если достаточно быстро переводить атомы с уровня $\mathscr{E}_1$ в полосы $\mathscr{E}_3$ или $\mathscr{E}_4$, то на уровень $\mathscr{E}_2$ можно перевести более половины атомов. В таком случае уровни $\mathscr{E}_2$ окажутся более населенными, чем уровень $\mathscr{E}_1$, т. е. возникает инверсия населенности по отношению к переходам с уровней $\mathscr{E}_{2a}$ и $\mathscr{E}_{2б}$ на уровень $\mathscr{E}_1$.

Оптическая накачка. Переход атомов Cr с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровни $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ можно осуществить, заставляя их поглощать свет. Для перевода на них атомов Cr или, как говорят, для накачки рубинового Л., можно использовать лампы, подобные л а м п а м-в с п ы ш к а м, применяемым в фотографии, только более мощные. Нетрудно подсчитать минимальную мощность лампы, необходимую для накачки. Рубин содержит ок. 10^{19} атомов Cr в $см^3$. Для возбуждения генерации нужно перевести по крайней мере половину этих атомов на уровни $\mathscr{E}_2$, т. е. $5 \cdot 10^{18}$ атомов нужно перевести на уровни $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$. На перевод каждого атома тратится энергия, равная $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_1 = 4 \cdot 10^{-12}$ *эрг*/атом. Полная энергия равна $2 \cdot 10^7$ *эрг*/$см^3$. Но при этом атомы должны переходить в состояние $\mathscr{E}_2$ за время, равное или меньшее, чем *время жизни* Δt атомов на уровнях $\mathscr{E}_2$ ($\Delta t \sim 2 \cdot 10^{-3}$ *сек*). Если переход атомов в возбужденное состояние будет происходить более медленно, то из-за спонтанных и *релаксационных переходов* на уровень $\mathscr{E}_1$ инверсия населенностей не создастся. Т. о., для работы рубинового Л. в каждом $см^3$ кристалла рубина должна поглощаться энергия накачки $\sim 2 \cdot 10^7$ *эрг* за время $\sim 10^{-3}$ *сек*. Это означает, что поглощаемая мощность ~ 2 *квт* на 1 $см^3$. При объеме кристалла в 10 $см^3$ необходимая мощность накачки равна 20 *квт*. Коэфф. использования световой энергии лампы-вспышки составляет 10—15% (см. ниже). Поэтому полная мощность лампы должна быть $\sim$ 200 *квт*, что достигается сравнительно легко.

Перевести атомы Cr с помощью накачки непосредственно с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровни $\mathscr{E}_2$ нельзя. Выше уже отмечалось, что свет вызывает в веществе одновременно два процесса: поглощение света невозбужденными атомами и вынужденное испускание его возбужденными атомами. Если оба процесса происходят между двумя одинаковыми уровнями, то они протекают с одинаковой скоростью (см. *Квантовый переход*). Поэтому максимум того, что может в этом случае сделать накачка — это уравнять населенности (см. *Насыщения эффект*). В действительности же имеется еще и спонтанное излучение, к-рое склоняет чашу весов в пользу уровня с меньшей энергией. Т. о., в д в у х у р о в н е в о й с и с т е м е под действием световой накачки получить инверсию населенностей нельзя. Необходим третий уровень как своеобразный «перевалочный пункт» (см. также *Квантовые усилители*).

Наличие широких полос в спектре ионов Cr^{+++} в рубине является „третьим уровнем“ — благоприятным обстоятельством для создания Л. Теоретически, конечно, можно было бы воспользоваться и узким третьим уровнем, но практически — нельзя. Лампа-вспышка испускает свет, близкий к белому, т. е. с широким спектром частот. Во всем этом широком частотном интервале мощность лампы может быть весьма значительной, но если из спектра лампы «вырезать» фильтром узкий интервал, то мощность излучения в малом спектральном интервале окажется малой. В таких случаях говорят, что лампа

обладает малой *спектральной плотностью* света, к-рая соответствует спектральной плотности теплового излучения тела, нагретого до темп-ры 8000—10 000 К. Чем больше полоса поглощения атомов в кристалле, тем бо́льшая часть световой энергии, испускаемой лампой, используется. Энергетич. полосы Cr в рубине позволяют использовать 15% света лампы-вспышки. Узкие энергетич. уровни дали бы возможность использовать лишь доли процента.

С др. стороны, переход атомов Cr из широких полос $\bar{б}_3$ и $\bar{б}_4$ на узкие уровни $\bar{б}_2$ дает возможность концентрировать атомы в небольшом интервале энергии, что улучшает степень *монохроматичности* генерируемого света. Из сказанного ясно, что система уровней Cr в рубине весьма благоприятна для создания Л. с помощью накачки мощной лампой-вспышкой.

Выше было показано, что минимально необходимая мощность лампы-вспышки для возбуждения генерации определяется необходимостью перекачать по крайней мере половину всех атомов ($5 \cdot 10^{18}$ *атом/см*^{3}) в возбужденное состояние. В действительности же нужно перекачать бо́льшее количество частиц. Разность числа частиц $\Delta N = N_2 - N_1$ (число активных частиц) должна превзойти нек-рое пороговое значение $\Delta N_п$, необходимое для компенсации потерь электромагнитной энергии в системе (рассеяние и поглощение света зеркалами, а также излучение света наружу), в самом же рубине эти потери невелики. При коэфф. отражения от зеркал $\sim 90\%$ и длине кристалла ~ 10 *см* пороговое значение разности $\Delta N_п \sim 10^{17}$ *атомов/см*^{3}. Это означает, что к половине атомов Cr, переведенных на верхний уровень ($5 - 3 \cdot 10^{18}$ *атомов/см*^{3}), нужно добавить еще лишь неск. процентов от общего числа частиц, чтобы началась генерация. Поэтому вычисленное ранее значение мощности лампы-вспышки практически достаточно для получения генерации в реальном Л.

Рубиновый лазер схематически изображен на рис. 7. Рубиновый стержень помещается между зеркалами $З_1$ и $З_2$. Лампы-вспышки $Л_1$

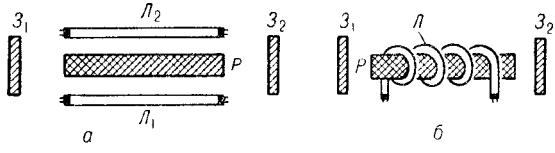


Рис. 7. Простейшие типы рубинового лазера.

и $Л_2$, осуществляющие накачку лазера, размещаются либо вдоль рубинового стержня (рис. 7, *а*), либо лампа в виде спирали *Л*

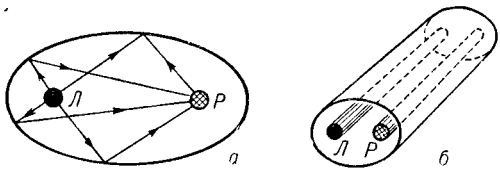


Рис. 8. Лазер, у которого рубиновый стержень *Р* и лампа *Л* расположены в фокальных линиях отражателя — эллиптического цилиндра.

окружает стержень (рис. 7, *б*). Рубиновый стержень и лампы окружаются отражающим кожухом для лучшего использования

света ламп. Генерация света развивается в пространстве между зеркалами вдоль кристалла рубина.

Часто в качестве отражателя применяется эллиптич. цилиндр (рис. 8), в одной фокальной линии к-рого помещается лампа-вспышка *Л*, а в другой — рубиновый стержень *Р*. Эллиптич. цилиндр фокусирует свет лампы на кристалл *Р*. Этим достигается более эффективное использование света накачки. Иногда для увеличения энергии накачки вместо одной лампы применяют две или четыре. В таком случае используются совмещенные эллиптич. отражатели (рис. 9).

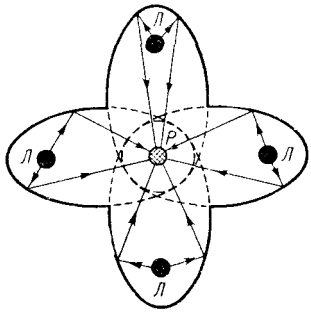


Рис. 9. Лазер с четырьмя совмещенными эллиптическими отражателями и четырьмя лампами накачки.

К сожалению, не вся энергия, поглощенная рубиновым стержнем, превращается в излучение Л. Часть ее, и довольно значительная (~ 50%), тратится на нагревание стержня. Под действием тепла рубиновый стержень изменяет свои геометрич. и оптич. характеристики, быть может не заметные глазу, но весьма ощутимые при работе Л. При нагревании стержня число частиц в полосе $З$, равновесное с рабочим уровнем $\mathscr{E}_2$, возрастает и приток частиц на уровень $\mathscr{E}_2$ в результате накачки компенсируется уходом частиц с уровня $\mathscr{E}_3$ на $\mathscr{E}_1$ за счет релаксации и излучения. Этим обусловлено существование предельной темп-ры, выше к-рой Л. перестает работать. Для рубина она ~ 1000 К. Поэтому в нек-рых конструкциях Л. предусматривается охлаждение кристалла проточной водой и даже жидким азотом. Для этого стержень рубина помещается в стеклянный сосуд, в к-ром циркулирует охлаждающая жидкость (рис. 10).

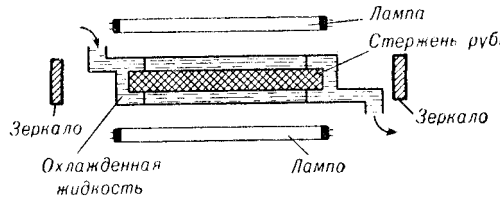


Рис. 10. Рубиновый лазер с охлаждением.

Режимы работы рубиновых лазеров. Наиболее распространен импульсный режим работы: лампа-вспышка выдает импульс света длительностью 10^{-3} *сек*. В соответствии с этим рубиновый Л. излучает импульс когерентного света длительностью несколько меньшей, чем 10^{-3} *сек*. Последнее связано с тем, что нужно нек-рое время для создания инверсии населенности, после к-рой начинается генерация. Генерация будет длиться до тех пор, пока интенсивность света лампы-вспышки не станет меньше величины, уже недостаточной для поддержания генерации. На самом деле лазерный импульс (пунктир, рис. 11) имеет сложную структуру, он состоит из множества отдельных импульсов длительностью до 10^{-6} *сек*

с интервалом между ними $3 \cdot 10^{-6} — 10^{-5}$ *сек* (рис. 11). Скорость повторения вспышек Л. зависит от охлаждения рубинового кристалла и может быть доведена до неск. дес. в 1 *сек*. В таком режиме мощность рубинового Л. в импульсе может достигать дес. *квт* при длине стержня в 20—25 *см* и диаметре 1,5 *см*.

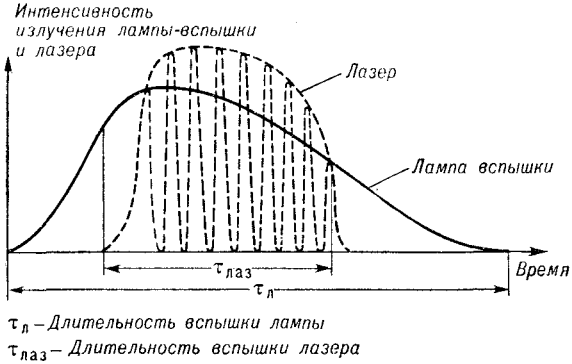


Рис. 11. Развитие генерации лазера; $\tau_л$ — длительность вспышки лампы; $\tau_{лаз}$ — длительность генерации лазера.

Казалось бы, что существенно повысить мощность рубинового Л. невозможно. Значительно увеличить интенсивность света, излучаемого лампой, сложно. Кроме того, это может привести к перегреву и разрушению рубинового стержня. Однако был найден весьма остроумный метод повышения мощности рубинового Л. за счет уменьшения длительности генерируемых импульсов. Подсчитано, что если перевести не половину, а бо́льшую часть атомов Cr в рубине на уровни $\mathscr{E}_2$, оставив уровень $\mathscr{E}_1$ практически пустым, то импульс света в рубиновом стержне длиной в 10—20 *см* мог бы развиться за время $\sim 10^{-8}$ *сек*, что повысит мощность Л. до неск. *Мвт*.

С помощью существующих ламп-вспышек «перекачать» все атомы на уровень $\mathscr{E}_2$ было бы легко, если бы в рубине не возникала генерация. Лампа-вспышка легко переводит атомы Cr в возбужденное состояние до тех пор, пока не возникает инверсия населенностей, т. е. превышение числа возбужденных атомов над невозбужденными. Однако уже при небольшом превышении начинается генерация. Она-то и препятствует переводу всех атомов в возбужденное состояние: генерация, начинающаяся сразу же после того, как чуть больше половины атомов Cr переведено в возбужденное состояние, «сбрасывает» атомы снова в основное состояние. Процесс сброса возбужденных атомов Cr в основное состояние в режиме генерации происходит столь интенсивно, что с ним лампа-вспышка справиться не может.

Перекачку всех атомов можно осуществить, если на нек-рое время убрать из системы обратную связь, т. е. отключить зеркала, устранив тем самым возможность генерации. После этого можно перекачать атомы Cr в возбужденное состояние $\mathscr{E}_2$, в к-ром они

будут находиться в течение 0,002 *сек*. За это время нужно успеть вновь включить зеркала и получить мощную вспышку Л.

Практически задачу быстрого включения и выключения зеркал удалось решить рядом методов. Наибольшее распространение получили три из них. Первый метод состоит в том, что рубиновый стержень, накачиваемый лампами-вспышками, помещается между неподвижным зеркалом *З* и вращающейся призмой *П*, укрепленными на оси мотора (рис. 12). При произвольном положении призмы (рис. 12, *а*) в Л. нет обратной связи: лучи, отражаясь от граней призмы, выходят из системы, генерация отсутствует. В эти моменты происходит накачка рубинового стержня лампой-вспышкой, т. е. переброс частиц с уровня $\mathscr{E}_1$ в полосы $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ и через них на уровни $\mathscr{E}_2$. Рис. 12, *б* демонстрирует то единственное положение призмы при ее вращении, когда отраженные лучи опять попадают в стержень рубина. К этому моменту перекачка частиц с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровни $\mathscr{E}_2$ должна быть закончена и начинается быстрое развитие генерации. Призма при этом продолжает быстро вращаться, но лазерный им-

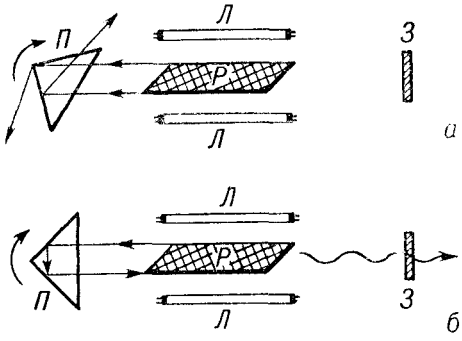


Рис. 12. Включение и выключение обратной связи в лазере с помощью вращающейся призмы *П*: *З* — неподвижное зеркало; *Р* — рубиновый стержень; *Л* — лампы накачки; *а* — обратная связь выключена, все излучение выходит наружу; *б* — обратная связь включена.

пульс успевает развиться за столь малое время, что призма не успевает существенно изменить свое положение. После высвечивания запасенной энергии Л. снова готов к накачке. Оказывается, что отключение зеркала или призмы не исключает полностью обратную связь. Т. к. показатель преломления n рубина и воздуха резко различны (у воздуха $n_{\text{возд}} = 1$, у рубина $n_{\text{р}} = 1{,}8$), то на границе этих двух сред происходит частичное отражение света. Поэтому при очень мощной накачке и, стало быть, большой инверсной разности населенностей ΔN_2 может возникнуть генерация и в отсутствие зеркал. Чтобы избежать этого, торцы кристалла срезают под определенным углом. Известно, что световая волна, падающая на границу раздела двух сред под у г л о м Б р ю с т е р а, проходит через границу без отражения, если вектор E волны лежит в плоскости падения. Угол Брюстера определяется из условия: $\operatorname{tg}\alpha = n_{\text{р}}/n_{\text{возд}} \approx n_{\text{р}}$ (см. *Брюстера закон*).

Выше отмечалось, что при мгновенном включении обратной связи (10^{-9} *сек*) импульс света может развиться за 10^{-8} — 10^{-9} *сек*. Если же обратная связь включается за более длинный промежуток времени (10^{-7} *сек*), то длительность импульса определяется уже временем включения обратной связи. Чтобы пояснить это, пред-

ставим себе, что мы переливаем воду из бутылки в др. сосуд через воронку. Минимальное время, необходимое для этой операции, зависит от ширины горлышка воронки. Однако, если горло бутылки, из к-рой вытекает вода, у́же горла воронки, то время переливания будет зависеть от ширины горла этой бутылки. В нашем случае время протекания воды через воронку — это время развития импульса при мгновенном включении обратной связи (мгновенное заполнение воронки водой); время включения обратной связи — время вытекания воды из бутылки. Такой затвор в виде вращающейся призмы весьма прост, но имеет серьезные недостатки — им трудно управлять и, кроме того, он дает малую скорость включения обратной связи.

Более быстрое включение обратной связи осуществляется с помощью з а т в о р а в виде *Керра ячейки*. Стеклянная кювета, заполненная нитробензолом, помещена между обкладками электрич. конденсатора. Под действием электрич. поля конденсатора нитробензол приобретает способность изменять поляризацию света: поворачивать направление векторов электрического и магнитного поля светового луча (см. *Керра эффект*). Если на пути луча рубина поставить *поляроид* — пластинку, поглощающую свет той поляризации, к-рой обладает излучение рубина, и пропускающую свет с перпендикулярной поляризацией, то свет не будет достигать зеркала и обратная связь в системе будет выключена. Если же подать напряжение на обкладки конденсатора (рис. 13), то ячейка

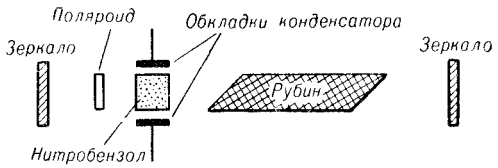


Рис. 13. Схема включения и выключения обратной связи с помощью затвора в виде ячейки Керра.

Керра, помещенная между стержнем рубина и поляроидом, повернет плоскость поляризации на нек-рый угол, зависящий от длины кюветы. Подбирая длину ячейки и напряжение, можно добиться поворота плоскости поляризации на 90°. Такой луч пройдет через поляроид, достигнет зеркала и отразится, т. е. обратная связь будет включена. Т. о., пока выключено напряжение на обкладках конденсатора, обратная связь в системе отсутствует и лампа может накачивать рубиновый кристалл. В момент, когда инверсия достигнет максимума, подается напряжение на обкладки конденсатора, в результате чего включится обратная связь и Л. выдает мощный импульс света. Время включения обратной связи с помощью ячейки Керра мало (10^{-8} *сек*), поэтому и длительность светового импульса Л. $\sim 10^{-8}$ *сек*.

Затвор в виде ячейки Керра удобен также и тем, что он позволяет управлять мощностью лазера. Подавая на конденсатор импульс напряжения в разные моменты относительно включения лампы-вспышки, можно получать импульсы света разной длительности и мощности. Можно регулировать также и скорость включения затвора. Вместо ячейки Керра может быть использована *Поккельса ячейка*, работающая по тому же принципу, но с

анизотропным кристаллом вместо жидкости в электрическом поле (см. *Двойное лучепреломление*). На практике используются вращающиеся призмы и ячейки Керра и Поккельса, *Фарадея эффект* и ряд др. методов.

Большое распространение в качестве затвора получили также насыщающиеся фильтры, прозрачность к-рых возрастает с увеличением интенсивности света, проходящего через них (см. *Нелинейная оптика*). При малых мощностях света фильтр, помещенный вместо ячейки Керра, поглощает свет, почти устраняя обратную связь. С увеличением населенности верхнего уровня возникает слабая генерация, к-рая несколько уменьшает поглощение фильтра. Это увеличивает обратную связь и ведет к возникновению световой «лавины», к-рая по мере нарастания все более просветляет фильтр. Возникает мощный импульс излучения, как и в случае использования других затворов. Т. к. по мере спадания мощности затвор быстро восстанавливает свои поглощающие свойства и вся система работает автоматически, то в течение длительности вспышки накачки генератор с просветляющимся фильтром может генерировать серию импульсов.

Л. с быстрым включением обратной связи позволяют получить большую мощность. Энергия импульса, снимаемого с кристалла рубина длиной в 20 *см* и диаметром в 1,5 *см*, составляет 1—2 *дж* при длительности импульса 10^{-7} — 10^{-8} *сек*. Это означает, что мощность, развиваемая таким Л., может достигать 100 *квт*. Дальнейшее повышение мощности импульса света может быть достигнуто за счет усиления луча в каскаде неск. последовательно расположенных Л. При этом первый Л. в каскаде должен служить генератором света, остальные должны работать в режиме усиления, они являются *оптическими квантовыми усилителями* (ОКУ).

В этом случае, помимо усиления, может быть достигнуто и сокращение длительности импульса при достаточно крутом переднем фронте импульса света. Если мощность генерируемого импульса достаточно велика, то уже небольшой его части, близкой к переднему фронту, достаточно, чтобы вызвать вынужденные переходы всех возбужденных атомов Cr в рубине усилителя, т. е. чтобы забрать из кристалла усилителя всю запасенную в нем энергию, накаченную лампой-вспышкой. Оставшаяся часть импульса будет распространяться в кристалле, где уже нет инверсии населенности. Но в таком кристалле будет происходить рассеяние света (хотя, может быть, и небольшое), обусловленное различными дефектами кристаллической решетки. За счет этих потерь задняя часть импульса начнет уменьшаться, что приведет к сужению импульса (рис. 14).

Если же импульс имеет пологий фронт, то усиление всего фронта не только не приведет к сужению, а наоборот, может привести к уширению импульса. Импульс света, генерируемый реальными Л., имеет большую пологую переднюю часть, сменяющуюся крутым нарастанием (рис. 15, *а*); для сужения импульса перед усилителем ставят 2-ю ячейку Керра, к-рая открывается позже 1-й настолько, чтобы срезать пологую переднюю часть импульса (рис. 15, *б*).

Таким путем удалось получить гигантские импульсы света длительностью в $2 \cdot 10^{-9}$ *сек* при полной энергии импульса $\sim$ 20 *дж*, что соответствует мощности $9 \cdot 10^{9}$ *вт*. Эта мощность превосходит мощность самых больших электростанций мира.

Однако и эта мощность не является предельной. Детальный анализ импульса, получающегося в лазере с насыщающимся фильтром,

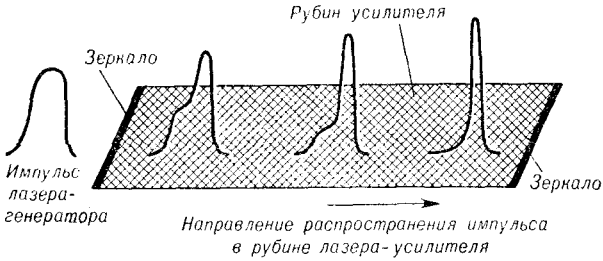


Рис. 14. Распространение импульса лазера-генератора в рубиновом стержне лазера-усилителя.

показал, что этот импульс длительностью 10^{-8} *сек* состоит из серии импульсов, длительность к-рых может составлять 10^{-11}—10^{-12} *сек*.

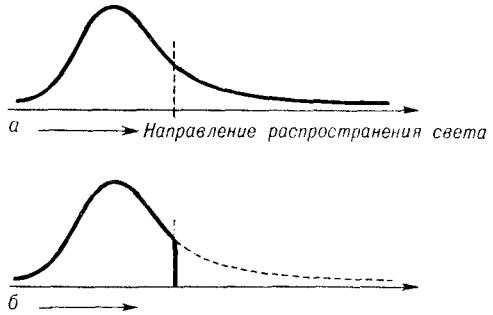


Рис. 15. Обрезание пологого переднего фронта импульса, необходимое для его сужения: а) импульс, вышедший из лазера-генератора; б) импульс с обрезанным передним фронтом на входе лазера-усилителя.

Выделение одного такого импульса с последующим его усилением позволило получить мощность $\sim 10^{13}$ *вт* (см. *Сверхкороткие импульсы*).

4. Лазерные материалы

Существует большое количество лазерных материалов, подобных рубину (табл. 1 и 2). Это прежде всего стекло, в которое введены атомы неодима (Nd). С успехом применяется для создания лазера флюорит кальция (CaF_2), в который введены атомы диспрозия (Dy) или самария (Sm) и др. Все эти вещества — твердые тела, рабочими в них являются атомы введенных примесей, уровни к-рых используются для возбуждения генерации за счет накачки лампой-вспышкой. Разные материалы дают световое излучение с различной длиной волны λ. Так, рубин излучает красный свет с $\lambda \sim 0{,}7$ *мкм*, неодимовое стекло дает инфракрасное излучение с длиной волны $\lambda = 1{,}06$ *мкм*, а флюорит кальция с диспрозием генерирует еще более длинную волну $\lambda \sim 2{,}5$ *мкм*. Неодимовое стекло обладает некрым преимуществом перед рубином. Изготовить однородный стержень из неодимового стекла для Л. проще, чем из рубина. Его

Табл. 1. Твердотельные лазеры непрерывного режима

Активное вещество	Длина волны λ, *мкм*	Температура T, К	Пороговая мощность $P_{пор}$, *вт*	Выходная мощность P, *вт*	Примечания
Рубин $Al_2O_3 : Cr^{+++}$	0,6934 0,6943	77 300	850 ~1000	$4 \cdot 10^{-2}$ 1	Квазинепрерывный режим при мощности накачки $P_н \sim 840$ *вт*
$CaWO_4 : Nd^{+++}$	1,065 1,058	77 300	~1000	~ 1	
YAG* : Nd^{+++}	1,06	300	~500	1,5	При солнечной накачке $P = 1$ *вт*, при накачке светом дуг $P = 200$ *вт*
YAG : Cr^{+++} — Nd^{+++}	1,06	77 300	180 750	10	
Стекло : Nd^{+++}	1,06	300	1370	10	Квазинепрерывный режим при $P_н = 900$ *вт*. Получена генерация при солнечной накачке.
$CaMoO_4 : Nd^{+++}$	1,067	77	850	1—5	Квазинепрерывный режим при $P_н = 530$ *вт*
$CaMoO_4 : Nd^{+++}$	1,061	300	1200		Квазинепрерывный режим при $P_н = 800$ *вт*
$CaF_2 : U^{+++}$	2,613	77	250	1	
$CaF_2 : Dy^{++}$	2,36	27,77	100	0,3	$P_н = 15$ *вт* при $T = 4{,}2$ К. Получена генерация при солнечной накачке.
$CaF_2 : Tu^{++}$	1,116	27 4,2	1000 600		Квазинепрерывный режим при $P_н = 100$ *вт*
$Er_2O_3 : Tu^{+++}$	1,934	77	500		
$Er_{1,48}Y_{1,5}Al_5O_{12} : Tu^{+++}$ **	2,014	77	520		
YAG : Tu^{+++}	2,0132	77	315		
YAG : Cr^{+++} — Tu^{+++}	2,0132	77	160		
$Er_{1,48}Y_{1,5}Al_5O_{12} : Ho^{+++}$	2,0979	77	47		
YAG : Cr^{+++} — Ho^{+++}	2,0975 2,1223	77 77	210 250		
$Er_2O_3 : Ho^{+++}$	2,121	77	200		
YAG : Yb^{+++} — Tu^{+++} — — Er^{+++} — Ho^{+++}	2,123	85	30	15	При $P_н = 300$ *вт*, к п д генератора 5%

* YAG — иттриево-алюминиевый гранат, химич. ф-ла $Y_3Al_5O_{12}$.

** $Er_{1,45}Y_{1,5}Al_5O_{12} : Tu^{+++}$ — иттриево-алюминиевый гранат, в к-ром половина атомов Y замещена Er и Tu в отношении 1,48 : 0,02.

Табл. 2. Основные характеристики лазерных материалов с примесью редкоземельных элементов

Материал	Температура, К	Расстояние между нижним уровнем перехода и основным уровнем, $см^{-1}$	Длина волны, λ, мкм
$CaF_2 : Sm^{++}$	20	263	0,7082
$SrF_2 : Sm^{++}$	4,2	260	0,6969
$CaF_2 : Tu^{++}$	20; 70	0	1,116
$CaF_2 : Dy^{++}$	27; 77	35	2,36
$CaWO_4 : Nd^{+++}$	77	2000	1,0576; 1,0633 1,0641; 1,0650 1,066
	300	2000	1,0652; 1,0582
	77	471	0,9145
	77	4000	1,3372; 1,345 1,387
	300	4000	1,3392
$SrWO_4 : Nd^{+++}$	77	2000	1,0574; 1,0627 1,0607
	295	2000	1 ; 063
$SrMoO_4 : Nd^{+++}$	77	2000	1,059; 1,0611 1,0627; 1,0640 1,0652
	295	2000	1,0643; 1,0576
$CaMoO_4 : Nd^{+++}$	77	2000	1,067
$YGaG : Nd^{+++}$	300	2000	1,0633
$GdGaG : Nd^{+++}$	300	2000	1,0633
$YAG : Cr^{+++} — Nd^{+++}$	300	2000	1,06
$CaWO_4 : Ho^{+++}$	77	250	2,046; 2,059
$CaF_2 : Ho^{+++}$	77		2,092
$Ca(NbO_3)_2 : Ho^{+++}$	77		2,047
$YAG : Ho^{+++}$	77	462	2,0975; 2,0914
		518	2,1223
$YAG : Cr^{+++} — Ho^{+++}$	77	462	2,0975
		518	2,1223
$Er_{1,48}Y_{1,5}Al_5O_{12} : Ho^{+++}$	77	462	2,0979; 2,0917
		518	2,123
$ErO_3 : HO^{+++}$	77		2,121
$CaWO_4 : Tu^{+++}$	77	325	1,911; 1,916
$SrF_2 : Tu^{+++}$	77		1,972
$Ca(NbO_3)_2 : Tu^{+++}$	77		1,91
$YAG : Tu^{+++}$	77	240	1,8834
		582	2,0132
$Er_2O_3 : Tu^{+++}$	77		1,934
$YAG : Cr^{+++} — Tu^{+++}$	77	582	2,0132
	300	600	2,019
$Er_{1,48}Y_{1,5}Al_5O_{12} : Tu^{+++}$	77	228	1,880
		240	1,884
		582	2,014
$CaWO_4 : Pr^{+++}$	20, 77, 90	377	1,0468
$PLMoO_4 : Nd^{+++}$	295	2000	1,0586

Продолжение

Материал	Температура, К	Расстояние между нижним уровнем перехода и основным уровнем, $см^{-1}$	Длина волны, λ мкм
$CaF_2 : Nd^{+++}$	300	2000	1,0461
	15—77	2000	1,0448; 1,0457; 1,0467; 1,0507; 1,0481; 1,0650
$SrF_2 : Nd^{+++}$	77	2000	1,0437
	295	2000	1,0370
$BaF_2 : Nd^{+++}$	77	2000	1,060
$LaF_3 : Nd^{+++}$	77	2000	1,0631; 1,0399
	295	2000	1,0633
$CeF_3 : Nd^{+++}$	90	2000	1,0638
$Y_2O_3 : Nd^{+++}$	77	2000	1,073; 1,078
$Gd_2O_3 : Nd^{+++}$	77	2000	1,0789; 1,0776
	300	2000	1,0789; 1,0741
$La_2O_3 : Nd^{+++}$	77	2000	1,079
$Ca(NbO_3)_2 : Nd^{+++}$	77	2000	1,060
YAG : Nd^{+++}	77	2000	1,0612
	300	2000	2,0648
$SrMoO_4 : Pr^{+++}$	77		1,047
$LaF_3 : Pr^{+++}$	77		0,5985
$Ca(NbO_3)_2 : Pr^{+++}$	77		1,04
$CaWO_4 : Er^{+++}$	77	375	1,612
$CaF_2 : Er^{+++}$	77		1,617
	77	~ 12400	1,726; 1,715; 1,696
	77	~ 11 000	1,26
$Ca(NbO_3)_2 : Er^{+++}$	77		1,61
YAG : Er^{+++}	77	525	1,6602; 1,6452
$Y_2O_3 : Eu^{+++}$	220	859	0,6113
YAG : Yb^{+++}	77	623	1,0296
Стекло: Nd^{+++}	300	2000	1,06
	80	0	0,918
	300	4000	1,37; 1,401
Стекло: Yb^{+++}	77		1,015
Стекло: Ho^{+++}	77		1,95
Стекло: Gd^{+++}	77		0,3125
Стекло: $Yb^{+++} — Er^{+++}$	300	0	1,5426
Стекло: $Nd^{+++} — Yb^{+++}$	77		1,018

можно сделать значительно большего размера как по длине, так и по сечению. Если обычно применяемые рубиновые стержни имеют длину ~ 15—20 *см* и диаметр 0,3—1,5 *см*, то стеклянные стержни могут достигать длины 0,5—1 *м* и диаметра до 5 *см*. Неодимовое стекло обладает лучшей оптич. прозрачностью, чем рубин, т. е. в нем меньше паразитных потерь света. Ширина полос у него тоже несколько больше, чем у рубина, что приводит к большему кпд. Однако благодаря все улучшающемуся качеству рубиновых стержней его оптич. прозрачность все больше приближается к прозрачности неодимового стекла. Главное же достоинство рубина — высокая прочность. Рубиновые стержни выдерживают бо́льшие удельные мощности генерируемого света, чем неодимовое стекло. Установлено, что при длительности импульса 10^{-8}—10^{-9} *сек* рубин выдерживает мощности до $3—4 \cdot 10^9$ *вт* на каждый $см^2$ поперечного сечения стержня, а неодимовое стекло только $1—1{,}5 \cdot 10^9$ *вт*.

Т. о., если от Л., работающего в обычном режиме, хотят получить большую энергию светового импульса, то целесообразно использовать большие стержни неодимового стекла, дающие возможность получать от одного кристалла 100—1000 *дж* за импульс длительностью в доли *сек*. Это соответствует мощности до 1 *Мвт*. Если же необходимо иметь большие мощности от генератора меньших размеров, работающего в режиме гигантского импульса, то предпочтительнее использовать рубиновые Л.

Особенности структуры и энергетич. уровней Dy в кристалле флюорита кальция позволяют использовать этот материал для создания достаточно мощных Л., работающих непрерывно. Свет лампы переводит атомы Dy через широкую полосу энергии $\mathscr{E}_3$ на уровень $\mathscr{E}_2$ (рис. 16). В отличие от рубина, в схеме уровней Dy имеется 4-й уровень $\mathscr{E}_4$, лежащий между $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$. Этот уровень по энергии отстоит от уровня $\mathscr{E}_1$ настолько высоко, что при темп-ре жидкого азота населенность его N_4 практически равна нулю. Т. к. уровень $\mathscr{E}_4$ пуст, то нет необходимости перекачивать на уровень $\mathscr{E}_2$ больше половины атомов. Достаточно лишь, чтобы разность населенностей $\Delta N = N_2 - N_4$ превысила пороговое значение $\Delta N_п$, к-рое, как мы видели из анализа работы рубинового Л., составляет малую долю общего числа атомов примеси. Поэтому достаточна сравнительно небольшая мощность лампы (~ 15—20 *вт*), накачивающей рабочее вещество Л. Это, как уже отмечалось выше, дает возможность осуществить не импульсную, а непрерывную работу Л., что очень важно для ряда применений (см. ниже). Кроме того, непрерывная накачка позволяет генерировать гигантские импульсы с большой частотой повторения (до неск. *кгц*). Получаемые при этом мощности света в каждом импульсе ~ 1—2 *Мвт*.

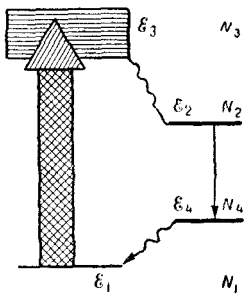


Рис. 16. Энергетические уровни атомов Dy в электрическом поле кристалла CaF_2.

Бурное развитие квантовой электроники привело к появлению большого количества разнообразных лазерных материалов. Это — диэлектрические кристаллы, стёкла, газы, полупроводники, жидкости и даже плазма. Не будет большим преувеличением ска-

зать, что *можно заставить «работать» в Л. любое вещество в любом* агрегатном состоянии. Лишь твердые металлы еще не используются в Л. в качестве рабочей среды. Конечно, не все созданные Л. оказались равноценными, нек-рые их них были небольшим эпизодом в развитии лазерной техники. Другие же положили начало новым направлениям в квантовой электронике. К числу последних, кроме описанных твердотельных Л., относятся *газовые лазеры* и *полупроводниковые лазеры.*

Весьма интересны Л., в к-рых рабочей средой служат жидкие диэлектрики с примесными рабочими атомами — жидкостные Л. Оказалось, что, растворяя редкоземельные элементы в нек-рых жидкостях, можно получить структуру энергетич. уровней, очень сходную со структурой уровней примесных атомов в твердых диэлектриках. Поэтому принцип работы жидкостных Л. тот же, что и твердотельных. Преимущества жидкостных Л. очевидны: во-первых, не нужно ни растить кристаллы, ни варить стекло высокого качества (*что является нелегкой задачей*); *во-вторых*, жидкостью можно заполнить любой объем. Это очень перспективное направление лазерной техники, однако здесь много нерешенных проблем. Одна из них — нестойкость жидкости по отношению к большим интенсивностям света (и накачки, и генерации). Вторая — изменение коэфф. преломления активного вещества в процессе генерации из-за нагревания. Это приводит к тому, что генерируемый луч «гуляет» по торцу резонатора (см. *Жидкостные лазеры*, *Лазеры на красителях*).

Ширина спектральной линии. До сих пор предполагалось, что излучение Л. абсолютно монохроматично, и его длина волны λ (или частота ν) однозначно определяются разностью энергии двух выбранных энергетич. уровней: $\nu = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/h$. В действительности же излучение Л. не является абсолютно монохроматичным, а содержит спектр частот. Рассмотрим более подробно причины немонохроматичности лазерного излучения.

Выберем в атоме два энергетич. уровня, разность энергий между к-рыми равна $h\nu_0$, и будем наблюдать, как изменяется поглощение света за счет переходов атомов с нижнего уровня на верхний при изменении частоты света, взаимодействующего с атомами. Оказывается, что поглощение света атомами происходит не только на строго определенной резонансной частоте ν_0, а в целом интервале частот $\Delta\nu_л$. Причиной этого является конечная *ширина уровней.*

Уровни атомов и молекул несколько размыты. Соответствующая им энергия имеет не строго определенное значение, а может принимать любое значение в узком энергетич. интервале $\Delta\mathscr{E}$. Одна из причин такого расширения уровней состоит в том, что атом практически никогда не является изолированным — он находится в соседстве с др. атомами и взаимодействует с ними, а это придает спектральным линиям конечную ширину $\Delta\nu$. Существуют и др. факторы, расширяющие спектральные линии (подробнее см. *Ширина спектральных линий*, *Неопределенностей соотношение*).

Возникает вопрос, *можно ли вообще говорить о дискретных* значениях энергии атома и дискретности спектральных линий. Оказывается, можно, если ширина линии $\Delta\nu_л$ мала по сравнению с частотой ν_0 перехода. Для рубина, напр., $\Delta\nu_л = 10^{11}$ *гц* при $\nu_0 = 4 \cdot 10^{14}$ *гц*, так что $\Delta\nu_л/\nu_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$, т. е. ширина линии составляет сотые доли процента от частоты перехода. В этом случае

можно говорить о дискретности уровней и спектральных линий. Однако при подробном рассмотрении структуры спектра пренебрегать шириной спектральной линии нельзя (рис. 17).

Излучение атомов, обусловленное спонтанными переходами их с более высокого уровня энергии на более низкий, так же как и поглощение, происходит в том же частотном интервале — $\Delta\nu_д$. Макс. значение интенсивности излучения достигается на резонансной частоте ν_0 и интенсивность излучения убывает по мере удаления от частоты ν_0.

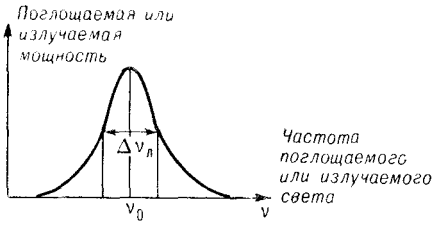


Рис. 17. Спектральная линия атома имеет ширину $\Delta\nu_д$; ν_0 — резонансная частота.

Казалось бы, что, несмотря на ширину спектральной линии, Л. все же должен генерировать чисто монохроматич. излучение на частоте ν_0. Ведь в процессе многократного усиления света при его распространении между зеркалами свет макс. интенсивности на частоте ν_0 доминировал бы над светом любой др. частоты, даже сколь угодно близкой к ν_0, т. к. для него усиление больше. На деле же это оказывается не так, и повинна в этом система зеркал.

5. Резонансные свойства системы зеркал

Коэфф. отражения зеркала, как правило, не очень сильно зависит от длины волны λ. Поэтому можно было бы думать, что в пространстве между зеркалами могут существовать световые волны любой длины волны. Однако из-за интерференции световых волн в пространстве между двумя плоскопараллельными зеркалами возможно развитие электромагнитных колебаний только строго определенных длин волн.

Между двумя зеркалами распространяются две волны: падающая на зеркало и отраженная от него. Из-за интерференции они могут гасить друг друга или взаимно усиливаться в зависимости от того, имеют ли они одинаковую фазу или нет. Идеально отражающие зеркала (коэфф. отражения $\sim$100%) обладают таким свойством, что амплитуда световых колебаний на зеркале должна быть равной нулю; в противном случае свет будет проникать дальше за зеркало и оно уже не будет идеально отражающим. Это же условие должно быть выполнено и на втором зеркале. Но при этом фаза отраженной волны может совпадать с фазой падающей только в том случае, когда между зеркалами укладывается целое число полуволн. Др. словами, величина $2L/\lambda$ (L — расстояние между зеркалами) должна быть целым числом (рис. 18, *а* и *б*). Т. о., при заданной длине L между идеальными зеркалами могут существовать (возбуждаться) только такие электромагнитные колебания, длины волн к-рых определяются ф-лой $\lambda_n = 2L/n$ (n — целое число). Отсюда ясно, что два зеркала являются для световых волн *резонатором*, получившим название *открытого резонатора* или р е з о н а т о р а Ф а б р и — П е р о, к-рый резонирует на опре-

деленных (с о б с т в е н н ы х) частотах:

$$\nu_n = \frac{c}{2L} n. \qquad (3)$$

Интервалы между соседними частотами одинаковы и равны $c/2L$ (рис. 19, *а*).

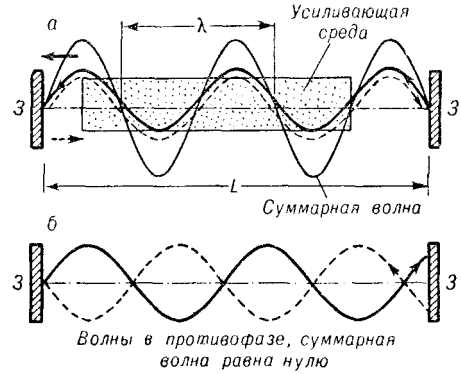


Рис. 18. Интерференция прямой и отраженной волн в пространстве между зеркалами *З*; *а* — усиление прямой волны; *б* — гашение прямой волны.

В действительности, спектр собственных колебаний резонатора более сложен из-за того, что каждая частота, определяемая формулой (3), расщепляется на ряд близко расположенных частот. Это расщепление связано с отражением волн от края зеркал внутрь резонатора и др. эффектами.

Реальные зеркала Л., однако, никогда не могут иметь коэфф. отражения, равный 100%. Потери в зеркалах, связанные с выходом излучения наружу (одно из зеркал полупрозрачно) и с поглощением в самом материале зеркала, приводят к тому, что условия резонанса выполняются для небольшой полосы $\Delta\nu_p$ частот вблизи каждой из собственных частот резонатора ν_n (рис. 19, *б*). Действительно, при идеально отражающих зеркалах электромагнитная волна, отражаясь от них, проходила бы бесконечное число раз между зеркалами. Путь, проходимый волной, был бы бесконечно велик. Поэтому даже небольшое отступление от резонансной частоты ν_0 в конечном итоге привело бы к взаимному гашению прямой и обратной волн из-за интерференции. Если же коэфф. отражения отличен от 100%, то, сделав неск. п р о х о д о в, волна покинет резонатор. Напр., если коэфф. отражения каждого зеркала ~ 90%, то при каждом отражении от зеркала волна будет терять 0,1 от своей интенсивности и за 10 проходов полностью выйдет

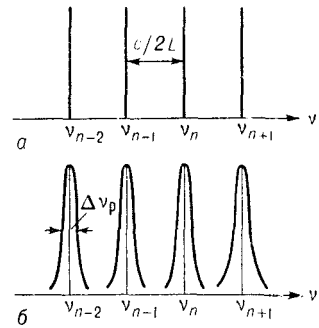


Рис. 19. Спектр собственных частот резонатора Фабри — Перро: *а* — в случае идеальных зеркал; *б* — реальных зеркал (коэффициент отражения зеркал 100%).

из системы зеркал. Поэтому путь ее пробега хотя может быть и велик, но конечен. На конечном пути небольшое отклонение частоты колебаний от ее резонансного значения ν_0 может не привести к полному взаимному гашению прямой и отраженной волн (рис. 18). В этом случае происходит лишь частичное гашение, тем большее, чем

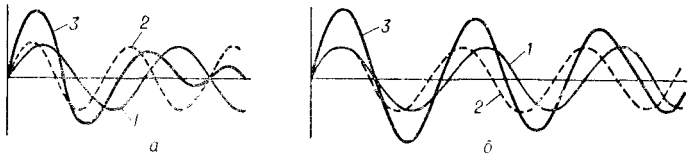


Рис. 20. Интерференция двух волн *1* и *2*, частоты которых отличаются на 25%: *а* — суммарная волна (3) быстро затухает с расстоянием; *б* — интерферируют две волны, частоты которых отличаются на 10%. Суммарная волна затухает значительно медленнее.

больше разность частот (р а с с т р о й к а) $\Delta\nu_р$ между резонансной частотой ν_n и частотой электромагнитной волны ν (рис. 20). Большая расстройка приводит к полному гашению. Поэтому резонансный характер колебаний сохраняется, но они несколько расширены по частоте (рис. 19, *б*).

6. Спектр излучения лазера

Итак, атомная спектральная линия обладает нек-рой шириной $\Delta\lambda_л$. Если эта ширина меньше разности частот между двумя собственными частотами резонатора ($\nu_n - \nu_{n-1}$), т. е. если $\Delta\nu_л < c/2L$, то в пределах спектральной линии может возбуждаться только одно резонансное колебание резонатора ν_n (рис. 21). В этом случае

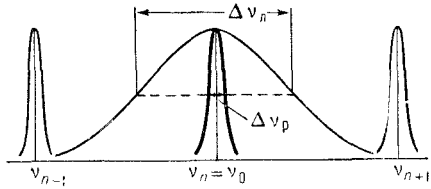


Рис. 21. Излучение лазера монохроматично, если ширина спектральной линии $\Delta\nu_л < c/2L$, где L — расстояние между зеркалами, c — скорость распространения света в активной среде.

излучение Л. будет монохроматическим. Действительно, первоначально за счет спонтанного излучения будет испущен свет во всем контуре спектральной линии. Однако резонатор, образованный зеркалами, сразу вырезает более узкую полосу частот $\Delta\nu_р$. В дальнейшем интенсивность световых волн, частоты к-рых равны собственной частоте резонатора ν_n, будут испытывать наибольшее усиление, что при многократном прохождении резонатора приведет к доминированию частоты ν_0 над всеми остальными частотами — свет будет монохроматическим.

Правда, строго монохроматическим он будет только в идеальном случае. В реальном Л. спонтанное излучение и непостоянство расстояния между зеркалами L, вызываемое механич. дрожанием установки, нагреванием вещества и т. д., делает свет не абсолютно монохроматичным. Но все же полоса частот $\Delta\nu_л$, занимаемая лазер-

ным излучением, намного меньше и $\Delta\nu_л$ и $\Delta\nu_р$, так что генерируемый свет очень близок к монохроматическому.

Если же в ширину спектральной линии попадает неск. собственных частот резонатора $\Delta\nu_л > c/2L$, то возможна генерация сразу на неск. частотах ν_n, попавших в пределы спектральной линии. Излучение Л. становится немонохроматичным: оно будет состоять из

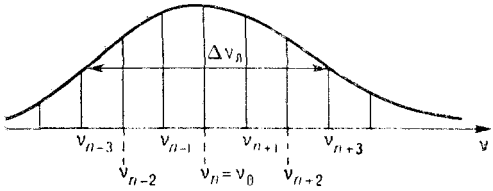


Рис. 22. *а* — широкий спектр излучения лазера имеет место в случае, если ширина спектральной линии $\Delta\nu_л > c/2L$; ν_n, ν_{n-1}, ν_{n+1} — собственные частоты резонатора Фабри — Перо.

целого набора частот (рис. 22), хотя генерация на каждой собственной частоте будет почти монохроматичной (с точностью до оговорок, сделанных выше).

Интересно проследить, как возникает генерация на различных частотах Л. по мере увеличения энергии накачки (рис. 23). Пока мощность накачки мала и обеспечивает такое число активных частиц, при к-ром усиление активной среды меньше порогового (тонкая линия), генерация не возникает. При увеличении мощности накачки условия генерации выполняются, в первую очередь, для той частоты, к-рая наиболее близка к резонансной частоте рабочего вещества ν_0 (жирная линия). При этом возникает монохроматич. излучение сравнительно небольшой мощности. Дальнейшее увеличение мощности накачки приводит к увеличению геперируемой мощности на частоте ν_0, но с неизбежностью приводит и к тому, что начнется генерация на соседних частотах ν_{n-1} и ν_{n+1} (пунктир) и т. д. В результате излучение Л. станет более мощным, но менее монохроматичным. Однако несмотря на это, степень монохроматичности излучения Л. намного выше монохроматичности любого др. источника света.

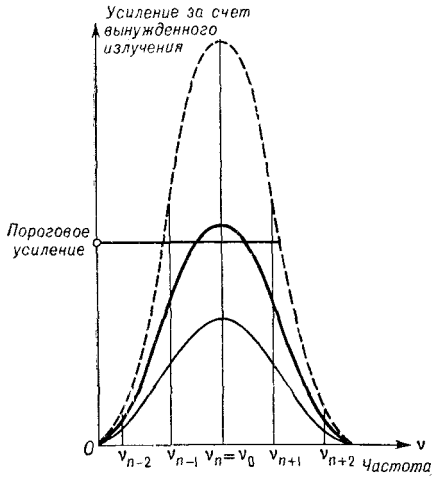


Рис. 23. Развитие генерации лазера на разных частотах при различных мощностях накачки.

При определенных условиях волны с различными частотами могут интерферировать друг с другом. Это приводит к гашению их в нек-рые моменты времени и резкому усилению в др. моменты. В результате Л. вместо непрерывного излучения (или длинного импульса) генерирует серию очень коротких импульсов. Эти импульсы тем короче и мощнее, чем большее число волн с различными частотами будут интерферировать. Т. о. удалось получить *сверхкороткие импульсы* длительностью 10^{-12} *сек*.

7. Мощность и размеры лазера

Выше уже отмечалось, что генерация в Л. начинается тогда, когда мощность излучения активного вещества превосходит потери энергии в системе. Кроме полезных потерь, связанных с выводом мощности из Л. наружу, т. е. с излучением Л., существуют и паразитные потери, связанные с поглощением света не только в зеркалах, но и в рабочем веществе (рассеяние и т. д.). Но раз мощность излучения превосходит мощность потерь, то казалось бы, что световая лавина в Л. должна расти до бесконечности. Однако опыт говорит, что это не так. Не существует Л., как и др. приборов, с бесконечно большой мощностью. Рассмотрим причины, ограничивающие световую мощность Л.

Полезные потери в Л., как правило, пропорциональны световой энергии W, запасенной в резонаторе (рис. 24). Полупрозрачное зеркало пропустит тем больше света, чем больше его падает на зеркало. Число вынужденных квантовых переходов, а значит и излучаемая мощность, растет с ростом интенсивности «вынуждающего» света, т. е. тоже пропорциональна световой энергии W, запасенной в резонаторе. Но при дальнейшем увеличении этой энергии рост мощности вынужденного излучения замедляется и стремится к нек-рому постоянному значению. Причина этого явления заключается в следующем: пока энергия запасенного в резонаторе света W мала, скорость накачки превосходит скорость вынужденных переходов. А так как излучаемая мощность $P_{изл}$ тем больше, чем больше скорость этих переходов, то, в конечном итоге, она тем больше, чем больше энергия света, накопленного в резонаторе Л. Но при очень большой энергии света W скорость вынужденных переходов начнет превосходить скорость накачки. Тогда все будет определяться только накачкой, т. к. свет, запасенный между зеркалами Л., будет моментально «сбрасывать» возбужденные атомы на нижний уровень, и, естественно, он может сбросить только те атомы, к-рые поставляет накачка, т. к. больше взять их неоткуда. Поэтому предельное значение, к к-рому стремится мощность вынужденного излучения $P_{пред}$, определяется только мощностью накачки (см. также *Насыщения эффект*).

Установившаяся мощность Л. определяется равенством излучаемой мощности $P_{изл}$ и мощности потерь $P_{пот}$. Если в рассматриваемом типе Л. все потери практически связаны только с выводом света из Л., то выходная мощность Л. определится как точка P° пересечения двух кривых $P_{изл}$ и $P_{пот}$ (рис. 24). Если же в Л. есть и другие (паразитные) потери, то необходимо иметь дополнительные сведения о соотношении полезных «потерь», связанных с отводом света из Л., и паразитных потерь.

Рис. 24 наглядно демонстрирует необходимость выполнения условия самовозбуждения Л.: $P_{изл} > P_{пот}$. В самом начале генерации, когда запасенная в резонаторе энергия W еще мала, кривая $P_{изл}(W)$ расположена выше прямой потерь $P_{пот}(W)$. Иначе прямая потерь не сможет нигде пересечь кривую мощности вынужденного излучения. Это означает, что режим генерации в этом случае невозможен.

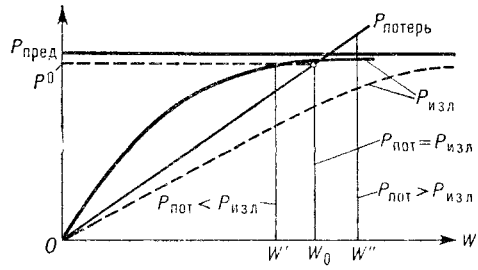


Рис. 24. Зависимость мощности потерь $P_{пот}$ и мощности излучения лазера $P_{изл}$ от световой энергии W, запасенной между его зеркалами.

Можно доказать, что среднее значение мощности, излучаемой Л. в точке P^0, стабильно. Пусть в результате к.-л. случайности увеличилась запасенная энергия W до величины W'', а вместе с ней и мощность генерируемого света. В этом случае мощность потерь превысит мощность вынужденного излучения, что ведет к уменьшению генерируемой мощности, пока она не станет равной P^0. Если запасенная энергия W, а вместе с ней и генерируемая мощность случайно уменьшились, то Л. попадает в рабочую точку W', где потери меньше излучаемой мощности, и мощность, генерируемая Л., начнет возрастать вплоть до точки P^0. Т. о., при любых отклонениях средней мощности от равновесного значения P^0 Л. стремится вернуться к этому равновесному (стационарному) значению.

С вопросом о стационарной мощности излучения тесно связана проблема получения большой мощности излучения путем увеличения длины Л. Т. к. количество энергии, запасенной в активной среде, пропорционально длине Л., то может показаться, что длину активного вещества Л. можно беспредельно увеличивать, получая при этом сколько угодно большую мощность P^0 и энергию светового потока. На деле это не так. Любая среда, используемая для Л., частично поглощает или рассеивает излучаемую энергию. При малых световых потоках эти потери в активной среде малы по сравнению с излучаемой ею энергией. В этом и состоит условие возбуждения генерации. Мощность потерь, как правило, растет пропорционально мощности усиливаемого светового потока. Мощность же излучения при большом световом потоке, как уже отмечалось ранее, стремится к постоянному значению, определяемому энергией W, запасенной в активном веществе в результате накачки (не нужно путать энергию, запасенную в активном веществе, со световой энергией, запасенной в резонаторе). Поэтому всегда существует такая предельная длина Л., после прохождения к-рой энергия светового потока становится столь большой, что потери в Л. сравниваются с энергией, к-рую может излучить активное вещество. Дальнейшее увеличение длины Л. бесполезно, т. к. дополнительная энергия, приобретенная

световым потоком за счет излучения нового участка активного вещества, полностью теряется из-за поглощения или рассеяния этим же участком вещества. Значение предельной длины $L_{\text{пред}}$ усилителя *различно для разных материалов. Для хороших кристаллов рубина* $L_{\text{пред}} = 50—60$ *см*. С улучшением качества Л. $L_{\text{пред}}$ возрастает.

8. Применение лазеров

Лазеры являются основным инструментом исследований в новой области физики — *нелинейной оптике*, к-рая своим возникновением полностью обязана мощным Л. Оказалось, что вещества, прозрачные для обычных потоков света, меняют свои свойства при больших плотностях световой энергии. Они начинают сильно поглощать энергию, превращаясь т. о. в малопрозрачные. Наблюдается и обратное явление: вещества, непрозрачные для небольших плотностей световой энергии, как бы просветляются при ее увеличении. Развитие теории этих явлений позволило предсказать *самофокусировку* с в е т а: мощное излучение Л. изменяет показатель преломления среды, создает своеобразную линзу, фокусирующую лазерный луч. Это явление обнаружено экспериментально.

Л. позволили осуществить новый метод получения объемных и цветных изображений, наз. г о л о г р а ф и е й. Голография требует высокой монохроматичности и направленности света и развивается по мере прогресса лазерной техники (см. *Голография*).

Рубиновый Л. используется в медицине, в аппаратах для глазных операций. Аппарат предназначен для быстрой и безболезненной «приварки» отслоившейся сетчатки глаза к глазному дну. Ведутся опыты по использованию лазерного луча вместо скальпеля в хирург. операциях (см. *Лазеры в медицине*).

Выше уже упоминалось, что в узком интервале частот на всю поверхность Земли с каждого $км^2$ Солнца падает световая энергия $\sim 0{,}01$ *вт*. В том же интервале частот каждый $см^2$ Л. может излучать 100 $вт/см^2$ непрерывно. Для того чтобы горячее тело излучало 100 $вт/см^2$, его нужно нагреть до темп-ры в тысячи миллиардов К. Эту величину наз. э ф ф е к т и в н о й т е м п е р а т у р о й л а з е р н о г о л у ч а $T_{\text{эф}}$. $T_{\text{эф}}$ зависит от мощности Л. и ширины его спектра. Существует закон природы, согласно к-рому нельзя нагреть тело до темп-ры выше той, к-рую имеет «нагреватель», какой бы мощностью он ни обладал. Если, напр., пламя газовой горелки имеет темп-ру 1500°, то она не может расплавить материал с темп-рой плавления в 2000°, какую бы фантастич. мощность эта горелка ни развивала. Эффективная же темп-ра Л. настолько высока, что по отношению к лазерному лучу понятие тугоплавкости теряет смысл. Расплавит или нет лазерный луч заданный объем материала — зависит лишь от мощности луча и времени его воздействия на материал.

Лазерный луч способен обратить в пар любое вещество; вопрос только в том, какое количество вещества может испарить данный импульс света, излучаемый Л. Чем больше энергия луча, тем большее количество материала может испарить Л. Возможно, что в будущем обработка материала лучом Л. придет на смену др. видам обработки. Уже сейчас на основе Л. созданы станки по обработке твердых камней для часов, алмазов и т. д., эффективность при этом намного выше эффективности механич. методов обработки (см. *Лазеры в технологии*).

При нагреве газовой плазмы лазерным излучением уже достигнуты темп-ры $20 \cdot 10^6$ К и получены нейтроны, рожденные возникающей при такой темп-ре термоядерной реакцией (см. *Лазерное излучение*). В литературе широко обсуждается проблема применения Л. для связи и локации, о чем упоминалось выше. Успешное решение этих вопросов связано с разработкой способов *модуляции* света и его *детектирования*, быстрого перемещения (сканирования) лазерного луча и т. д. Имеются первые успехи в этом направлении: 1) осуществлена связь со спутником с помощью полупроводникового Л.; 2) проведены опыты по локации Луны светом рубинового Л. для более точного измерения расстояния Земля — Луна с точностью до 10 *м*, что очень важно для астрономии; 3) разработаны устройства для передачи телевизионных изображений с помощью светового луча (см. *Лазерная связь и локация*).

Большие надежды связываются с разработкой на основе Л. элементов вычислительной техники, где вместо электрических будут использоваться световые сигналы, что может во много сотен раз увеличить быстродействие счетно-решающих устройств, роль к-рых в современной науке, промышленности и др. растет с каждым годом. На основе полупроводниковых инжекционных лазеров разработаны логич. элементы счетно-решающих машин и элементы памяти. Это требует существенного улучшения характеристик инжекционных лазеров и их надежности (см. *Полупроводниковый лазер*).

Качественный скачок в химич. производстве сулит применение Л. для управления химич. реакциями. Идея заключается в том, чтобы осуществлять с помощью монохроматич. излучения Л. избирательное воздействие на молекулы, разрушая одни связи в молекуле без нарушения других. Для этого нужны мощные Л. с плавно перестраиваемой частотой, создание к-рых является еще далеко не решенной проблемой. Прогресс, к-рый здесь имеется, вселяет надежду на успех в этой области.

С помощью фокусировки лазерного луча на твердую мишень удается получить очень плотную *плазму*, нагретую до весьма высоких темп-р. Изучение свойств такой плазмы имеет большое значение для спектроскопии и проблемы овладения термоядерной энергией (см. *Лазерное излучение*).

Л. — это новый и очень тонкий прибор, возможности к-рого еще до конца не изучены и, конечно, не исчерпаны. Однако не должно сложиться мнение, что вопросы применения Л. не встречаются ни с какими трудностями и проблемами. И тех и других более чем достаточно, и лишь успешное преодоление их расширит сферу применения Л.

Лит.: 1) Шавлов А. Л., Оптические мазеры, «УФН», 1961, т. 75, вып. 3; 2) Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., Генераторы и усилители света, «Природа», 1961, № 12, с. 16—25; 3) Шавлов А. Л., Современные оптические квантовые генераторы, «УФН», 1963, т. 81, вып. 4; 4) Лендьел Б., Лазеры, пер. с англ., М., 1964; 5) Квантовая макрофизика, пер. с англ., М., 1967 (Над чем думают физики, вып. 5); 6) Климонтович Ю. Л., Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, М., 1966; 7) Бирнбаум Дж., Оптические квантовые генераторы, пер. с англ., М., 1967; 8) Григорьянц В. В., Золин В. Ф., Лазеры сегодня и завтра, М., 1966; 9) Микаэлян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. Г., Оптические генераторы на твердом теле, М., 1967. *А. Н. Ораевский.*

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

1. Роль интенсивности света в оптике. Что такое нелинейная оптика?

Среди огромного количества новых научных и технич. возможностей, открывшихся после создания *лазеров*, особое место занимают новые направления исследований, возникшие в самой оптике. Одним из важных и наиболее интересных направлений является систематич. исследование зависимости характера оптич. эффектов в различных средах (твердых телах, жидкостях, газах) от интенсивности света. Эти исследования стали возможны после создания лазеров и привели к возникновению новой области физики — Н. о. Чтобы понять ее содержание, необходимо напомнить, что представляет собой обычная (линейная) оптика.

Световая волна, являющаяся волной электромагнитной, характеризуется частотой, амплитудой и *поляризацией*. Гармоническая (или монохроматическая) волна, распространяющаяся вдоль оси oz, описывается выражением:

$$E(t,\ z) = eA\cos(\omega t - kz). \qquad (1)$$

Здесь E — электрич. вектор волны; e — единичный вектор, характеризующий направление поляризации (ориентацию электрич. вектора); A — амплитуда (в *в/см*), ω — частота (в *гц*); $k = \frac{\omega}{c}n$ — волновое число; c — скорость света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*) и n — показатель преломления среды, в к-рой распространяется свет.

С амплитудой A связан поток мощности или интенсивность волны $I = cnA^2/8\pi$ (в *вт/см*^{2}); полная мощность $P = I\pi a$ (в *вт*); a — радиус пучка.

Частота и поляризация — основные характеристики света в долазерной оптике. В «долазерную» эпоху физики, изучавшие поглощение света веществом, отражение света от границы раздела разных сред, рассеяние света и т. п., знали, что главными факторами, определяющими характер этих процессов, являются частота и поляризация световой волны. Действительно, вопрос о том, какова прозрачность данной среды (кристалла, жидкости), не является в достаточной мере корректным, пока не уточнено, о какой области оптич. спектра идет речь: о видимом, ультрафиолетовом или инфракрасном излучении. Более того, сложный характер спектра поглощения среды требует указать точное значение частоты. Изучение зависимости поглощения света от частоты ν (или длины волны $\lambda = 2\pi/k = c/\nu n$) лежит в основе оптической абсорбционной спектроскопии — области, ставшей самостоятельной наукой и имеющей огромное число приложений. Шкала частот, или длин волн, до недавнего времени являлась основной шкалой, с помощью к-рой классифицировали эффекты взаимодействия света с веществом; в основе такой классификации лежит неявное предположение о том, что в процессе взаимодействия света со средой частота света существенно не изменяется.

Вопрос о величине коэфф. отражения света на границе двух сред также не является корректным, если не указано направление

поляризации падающей волны. Напр., при угле падения, равном углу Брюстера, свет, поляризованный в плоскости падения, вообще не отражается, несмотря на скачок показателя преломления (см. *Брюстера закон*).

Роль интенсивности света. В подавляющем числе оптич. эффектов, исследованных до создания лазеров, амплитуда световой волны A все же не влияла на характер явления. В большинстве случаев количественные, а тем более качественные результаты экспериментов, к-рые проводятся с нелазерными источниками света, не зависят от интенсивности света. Такие оптич. характеристики среды, как показатель преломления, коэфф. поглощения, коэфф. рассеяния, фигурировали в физ. справочниках без указания на то, при каких интенсивностях света они были измерены. Опыт показывает, что в той области интенсивностей, к-рой располагала долазерная оптика, зависимость указанных величин от интенсивности никак не проявляется.

Разумеется, для экспериментатора, выполнявшего тот или иной опыт, интенсивность источника света всегда была важна; она определяла, в частности, требования к чувствительности используемой им приемной аппаратуры. Т. о., в долазерной экспериментальной оптике интенсивность излучения характеризует уровень экспериментальной техники и почти не имеет отношения к физике изучаемых явлений. Возникает естественный вопрос: является ли сказанное следствием общего физ. закона типа: «все оптич. явления не зависят от интенсивности излучения», либо дело в ограниченности экспериментального материала, собранного долазерной оптикой. Многочисленные исследования по физич. оптике, выполненные с мощными лазерами, показали, что если уж формулировать некий общий закон, касающийся зависимости оптич. явлений от интенсивности света, то эта формулировка должна быть диаметрально противоположной.

Опыты со световыми пучками, мощность к-рых достигает 10^8—10^{10} *вт/см*^{2}, показали, что существует весьма сильная количественная и, что особенно важно, качественная зависимость характера оптич. эффектов от интенсивности излучения. При этом следует подчеркнуть, что речь идет не о малых поправках, регистрируемых лишь в тонком физич. эксперименте; имеются в виду весьма «грубые» явления, радикально меняющие поведение световых пучков. Приведем два характерных примера.

Как распространяется параллельный ограниченный световой пучок в среде? Четкий ответ на этот вопрос содержится уже в работах О. Френеля и Г. Кирхгофа: первоначально параллельный пучок конечного радиуса по мере распространения расплывается за счет дифракционных явлений. Происходит своеобразная диффузия световой энергии поперек пучка (см. *Дифракция света*).

Дифракционное расплывание происходит независимо от того, распространяется световой пучок в вакууме или в веществе. Характерное расстояние, на к-ром начинает сказываться дифракционное расплывание пучка (дифракционная длина), $R_д$ равно:

$$R_д = ka^2/2, \qquad (2)$$

где a — радиус пучка. На расстоянии $R_д$ у первоначально параллельного пучка появляется дифракционная расходи-

мость, характеризующаяся углом:

$$\theta_д = \frac{1{,}22\lambda}{n_0 2a}. \qquad (3)$$

Из ф-л (2) и (3) следует, что дифракция светового пучка не зависит от интенсивности излучения. Результаты этой теории многократно подтверждались экспериментально.

Постановка таких же опытов с мощными лазерами показала, что если в разреженных газах ф-лами (2), (3) можно пользоваться вплоть до весьма высоких интенсивностей, то при распространении мощных световых пучков в жидкостях и нек-рых кристаллах изложенная теория неверна. Обычно опыт по изучению распространения ограниченного светового пучка в прозрачной жидкости ставится с использованием рубинового лазера, излучающего свет с $\lambda = 6943$ Å, т. е. в красной области видимого спектра. Пучок света лазера после прохождения через фильтр Φ_1 (с его помощью варьируется интенсивность пучка) и круглую диафрагму попадает в кювету с прозрачной для красного света жидкостью, напр. нитробензолом (аналогичные эффекты наблюдаются и в твердых телах). Пучок фотографируется сбоку, что возможно за счет небольшого рассеяния света, всегда происходящего в среде.

На рис. 1, *а* (см. вклейку в конце книги) представлено продольное сечение пучка при мощностях $P \sim 0{,}5$ *вт* на входе кюветы. Поведение пучка при этом прекрасно описывается ф-лами (2) и (3). Мощности в неск. *вт* — это мощности нелазерных источников света, поэтому применение лазера здесь не дает ничего нового. Суть возникающих здесь явлений иллюстрируется рис. 1 (см. вклейку в конце книги) лишь схематически. Реально наблюдаемые эффекты оказываются гораздо многообразнее и сложнее, нежели это изображено на рис. Более детальное обсуждение вопроса содержится в разделе 8.

Увеличение мощности светового пучка приводит сначала к количественным поправкам, а затем и к качественному изменению характера эффекта (рис. 1, *б*, *в*, *г* на вклейке в конце книги). Оказывается, что с увеличением мощности P (все остальные параметры пучка сохраняются) расходимость пучка $\theta_д$ уменьшается. При нек-рой критич. мощности $P_{кр}$ (для нитробензола $P_{кр} = 20$ *квт* — мощность, далеко не предельная для рубинового лазера) пучок может распространяться, вообще не испытывая расходимости, а при $P > P_{кр}$ (рис. 1, *г* на вклейке в конце книги) пучок сжимается в среде — самофокусируется на нек-ром расстоянии $R_{нл} \sim 1/\sqrt{P}$. Последнее обстоятельство носит принципиальный характер, особенно, если вспомнить, какую роль играет дифракция в формировании изображений, разрешающей силе оптич. приборов и т. п.

Это своеобразное «подавление» дифракции при большой интенсивности света обусловлено зависимостью показателя преломления среды от интенсивности света (см. ниже). С этой зависимостью можно не считаться при малых интенсивностях света (поэтому здесь показатель преломления — характеристика среды, не зависящая от интенсивности света), но ее нельзя не учитывать для мощных световых пучков. Рис. 1 *в*, *г* (см. вклейку в конце книги) становится понятным, если предположить, что показатель преломления растет с интенсивностью света. Тогда среда в области, занимаемой пучком, становится оптически более плотной, что и приводит к сжатию пучка.

Изменяется ли частота света при его прохождении через среду? Утвердительный ответ на этот вопрос известен давно. В любой среде, будь то жидкость, твердое тело или газ, происходят внутренние движения, приводящие к изменениям частоты света. Напр., тепловое движение молекул вызывает изменения плотности среды, а следовательно, и показателя преломления. Случайные изменения плотности, обусловленные тепловыми движениями молекул (их можно назвать тепловыми акустич. волнами), приводят к изменению длины волны и направления распространения световой волны в среде. Др. словами, тепловые акустич. волны м о д у л и р у ю т световую волну аналогично тому, как в радиотехнике низкочастотный сигнал модулирует высокочастотную несущую. В результате такой *модуляции* у спектральной линии частоты ω возникают боковые компоненты (с а т е л л и т ы) с частотой $\omega \pm \Omega_а$, где $\Omega_а$ — частота акустич. волны.

К аналогичному явлению приводят и внутримолекулярные колебания (напр., колебания ядер в двухатомной молекуле). В результате их воздействия на световую волну у последней также появляются сателлиты с частотами $\omega \pm \Omega_м$, где $\Omega_м$ — частота внутримолекулярных колебаний; т. о. модуляция световой волны может осуществляться не только за счет коллективных движений молекул, но и за счет внутренних движений в отдельной молекуле. Молекула оказывается элементарным модулятором света.

Рассеяние света на акустич. волнах наз. *Мандельштама — Бриллюэна рассеянием*, а рассеяние на внутримолекулярных колебаниях — *комбинационным рассеянием*. Изучение этих явлений составляет большой раздел физ. оптики. Экспериментальные исследования рассеяния света позволяют получить важную и обширную информацию о свойствах газов, твердых тел и жидкостей. Правда, изучение рассеяния с обычными источниками света весьма трудно; интенсивности рассеянного излучения так малы, что для их регистрации необходима весьма сложная и чувствительная аппаратура. Отношение интенсивности сателлитов к интенсивности падающего излучения составляет лишь 10^{-6}.

Эксперименты по изучению рассеяния света лазера в средах обнаружили ряд новых явлений. Оказалось, что при достижении нек-рого порогового значения интенсивности $I_{пор}$ (речь идет не о пороговой полной мощности $P_{пор}$, а о пороговой интенсивности $I_{пор}$) ситуация кардинально меняется. Интенсивность сателлитов резко возрастает: они становятся сравнимыми с интенсивностью падающей волны. Число сателлитов также возрастает, появляются компоненты вида: $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\,\Omega$; $\omega \pm 4\,\Omega$ и т. п.

Особенно поразительным является рассеяние излучения рубинового лазера в сжатых газах (водороде, азоте). Когда интенсивность луча достигает величины $I = 10^8 - 10^9$ *вт/см*^{2}, число компонент в рассеянном излучении настолько возрастает, что луч, выходящий из газа, из красного становится белым (напомним, что наш глаз воспринимает, как белый, свет, являющийся наложением излучений многих цветов). Т.о., при взаимодействии со средой резко меняется спектральный состав интенсивного светового пучка.

Схема такого опыта изображена на рис. 2, *а*, *б* (см. вклейку в конце книги); на нем же показано, как изменяется спектр комбинационного рассеяния в водороде по мере увеличения интенсивности рассеиваемого света. На рис. 3 (см. вклейку в конце книги)

показана схема аналогичного опыта по исследованию комбинационного рассеяния в жидкости. Кювета с нитробензолом освещается мощным рубиновым лазером. *Особенность рассеяния* здесь состоит в том, что выходное излучение, соответствующее различным длинам волн, пространственно разделено (цветные кольца).

Детальные исследования показали, что особенности рассеяния света лазера обусловлены большой напряженностью электромагнитного поля световой волны. Дело в том, что сильное световое поле само возбуждает внутренние движения среды (акустич. волны, молекулярные колебания), на к-рых затем и рассеивается. Рассеяние света на возбужденных таким образом движениях наз. поэтому вынужденным (индуцированным). Рассеяние же, происходящее на собственных тепловых движениях среды, принято наз. спонтанным. Вынужденное рассеяние можно рассматривать как своеобразную самомодуляцию интенсивной световой волны.

Оптические гармоники. Примечательно, что при рассеянии интенсивного лазерного излучения в жидкостях и кристаллах, помимо описанных выше боковых спектральных компонент, обнаруживаются и другие компоненты с частотами, в точности кратными частоте ω падающего излучения, 2ω, 3ω и т. п., наз. оптическими гармониками. Открытие этого эффекта целиком обязано лазерам; в долазерной оптике он не наблюдался. Интенсивности оптич. гармоник в нек-рых кристаллах могут быть весьма значительными; как показывает опыт, в них может переходить ок. 30—50% мощности рассеянного излучения.

На рис. 4, *а* (см. вклейку в конце книги) мощный пучок рубинового лазера проходит через кристалл, напр. кварца (гораздо эффективнее кристалл KDP) (дигидрофосфата калия). На выходе кристалла наряду с излучением лазера ($\lambda = 6943$ Å) возникает ультрафиолетовое излучение на длине волны, в точности равной половине длины волны рубинового лазера, т. е. 3471 Å. Т. о., видимый красный свет рубинового лазера превращается в невидимое глазом ультрафиолетовое излучение.

Очень эффектно выглядит аналогичный опыт (см. рис. 4, *б* на вклейке в конце книги) с пучком света от лазера на неодимовом стекле (см. *Лазер*). Излучение лазера с $\lambda = 10600$ Å невидимо глазом — это инфракрасное излучение. Однако вторая гармоника попадает в зеленую область видимого спектра ($\lambda_2 = 5330$ Å).

Другие лазерные эффекты. Рассмотренными примерами не ограничивается перечень эффектов, в к-рых величина интенсивности (или полной мощности) излучения играет решающую роль. Оказывается, что в мощных пучках существенно изменяется прозрачность среды. Нек-рые среды, оптически прозрачные для слабого излучения, становятся непрозрачными для сильного (затемнение среды), а другие — наоборот (просветление среды).

В сильном световом поле исчезает красная граница *фотоэффекта*. Фотоэлектронную эмиссию (эмиссию электронов под действием света) удается наблюдать при энергии кванта света в 2—3, а иногда и в 6—7 раз меньшей, чем энергия ионизации атомов среды (см. ниже).

Т. о., существенное увеличение интенсивности света, ставшее возможным после создания лазеров, привело к открытию новых черт у уже известных оптич. явлений и к обнаружению новых оптич.

эффектов, не известных в долазерной оптике (речь идет об увеличении интенсивности в 10^9—10^{10} раз; от интенсивностей порядка $вт/см^2$ лазеры позволили совершить скачок к интенсивностям $\sim 10^{10}$—10^{11} $вт/см^2$). Все эти явления объединяет общая черта: их характер зависит от интенсивности или полной мощности излучения. Многие из этих эффектов имеют характерные пороги по интенсивности.

Оптич. эффекты, характер к-рых зависит от интенсивности излучения, наз. *нелинейными*, а *область оптики, изучающую* такие явления, — оптику мощных световых потоков, наз. *Н. о.* Оптику же слабых световых потоков, в к-рой шкала интенсивностей несущественна, наз. *линейной оптикой*. Т. о., то, что мы называли до сих пор «долазерной» и «обычной» оптикой, имеет и научное название — линейная оптика. Рассмотрим, почему она так называется.

2. Что такое линейная оптика?

Причины, по к-рым в линейной оптике характер явлений не зависит от интенсивности излучения, можно выявить, обратившись к ее теоретич. основам. Известно, что эффекты взаимодействия света с веществом можно трактовать как на классическом, так и на квантовом языке. Квантовый язык необходим при анализе поглощения и излучения света атомными системами. При изучении же распространения света в среде в области прозрачности, т. е. вдали от полос резонансного поглощения среды, вполне удовлетворительно классич. описание, к-рым мы и воспользуемся ниже.

Взаимодействие света со средой. Оптич. свойства среды в линейной оптике описываются такими не зависящими от интенсивности волны характеристиками, как *коэфф. преломления* (для гармонич. волны):

$$n = c/v \tag{4}$$

(v — фазовая скорость света в среде) и коэфф. поглощения δ. По мере распространения в среде вдоль оси oz световая волна затухает по закону:

$$I = I_0 e^{-\delta z}. \tag{5}$$

Объяснение преломления и поглощения света и схема расчета величин n и δ хорошо известны. Взаимодействие света со средой состоит из последовательных элементарных взаимодействий с ее атомами или молекулами. В электрич. поле волны $\boldsymbol{E}$ атомы или молекулы среды *поляризуются*: отрицательно заряженные электроны под действием поля смещаются относительно положительно заряженных ядер, появляется электрич. дипольный момент, причем смещение определяется величиной и знаком напряженности поля. Знак и величина напряженности светового поля изменяются с частотой ω, в связи с этим изменяется и положение электрона. Колеблющийся же электрон сам является источником поля; он переизлучает действующее на него световое поле.

В линейной оптике предполагается, что переизлученное поле зависит от времени точно так же, как и поле падающей на среду гармонической волны; эти поля отличаются только фазами и амплитудами. Сдвиг фаз между падающим и переизлученным по-

лями в каждом атоме (или молекуле) является причиной отличия фазовой скорости света в среде от скорости света в вакууме c. Этим объясняется отличие от единицы показателя преломления. Потери энергии при элементарном акте взаимодействия волны с атомом являются причиной поглощения световой волны. Дипольный момент, приобретенный отдельным атомом под действием световой волны:

$$\mathscr{P} = \alpha E. \tag{6}$$

Величина α наз. линейной атомной восприимчивостью, а дипольный момент, приобретенный 1 $см^3$ среды $\mathscr{P}$, наз. поляризацией среды:

$$\mathscr{P} = N\alpha E = \varkappa E, \tag{7}$$

где N — число атомов в 1 $см^3$, а $\varkappa$ — макроскопич. линейная восприимчивость. Диэлектрич. проницаемость среды ε и показатель преломления n в силу (6) и (7) имеют вид:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa, \tag{8}$$

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi\varkappa}. \tag{9}$$

Если справедливы ф-лы (6) — (9), то все нелинейные эффекты, перечисленные выше, очевидно, должны отсутствовать. Напр., показатель преломления n, а следовательно, и фазовая скорость волны, в силу ф-л (6) — (9) не должны зависеть от интенсивности. Поэтому с помощью ф-л (6) — (9) нельзя объяснить изменение оптич. плотности среды в области, занятой световым пучком, а следовательно, и явление самофокусировки.

Соотношение (6) не описывает также нек-рые более сложные явления, наблюдаемые в слабых световых полях, напр. спонтанное *комбинационное рассеяние* и спонтанное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*. Чтобы объяснить их, следует учесть, что в действительности восприимчивость $\varkappa$, а следовательно, и ε даже в слабых световых полях не являются постоянными, а испытывают малые изменения во времени, связанные с тепловыми внутримолекулярными колебаниями или с тепловыми акустич. волнами в среде.

Если отклик среды на световое поле определяется ур-нием (6), наз. материальным уравнением, т. е. пропорционален напряженности поля $\boldsymbol{E}$, то возникновение оптич. гармоник заведомо исключается. Волны разных частот распространяются в среде независимо друг от друга, т. е. имеет место принцип суперпозиции. Следовательно, если справедливо (6), то исключаются вообще всякие эффекты, зависящие от интенсивности. Поэтому можно утверждать, что линейность «обычной» оптики полностью заключена в соотношении $\mathscr{P} = \varkappa E$.

Возникает естественный вопрос, является ли ур-ние (6) точным соотношением или нек-рым приближением к описанию в действительности более сложных электромагнитных свойств среды? Чтобы ответить на этот вопрос, следует иметь в виду, что вычисление зависимости между поляризацией $\mathscr{P}$ и полем $\boldsymbol{E}$ является результатом микроскопич. теории. Простейшим, достаточно грубым ее вариантом является классич. подход, базирующийся на представлении атома в виде гармонического осциллятора. Смещение атомного электрона под действием электрич. поля световой волны описывается ур-нием (для простоты речь идет об изотропной

среде, где направление смещения электрона совпадает с направлением поля E) (векторный характер поля не учитывается):

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+R\frac{dx}{dt}=eE-F. \tag{10}$$

Здесь m — масса электрона, e — его заряд, R — параметр, характеризующий затухание электронных колебаний (эквивалентное трение), eE — сила, действующая на электрон со стороны поля, F — сила, действующая на электрон со стороны атомного ядра (возвращающая сила ядра). Величина последней в линейной оптике принимается пропорциональной смещению:

$$F=kx, \tag{11}$$

и, следовательно, ур-ние (10) переходит в ур-ние гармонич. осциллятора:

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\delta\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=\frac{e}{m}E, \tag{12}$$

где $\delta=\frac{R}{m}$, а $\omega_0=\sqrt{\frac{k}{m}}$ — собственная частота атомного осциллятора. Это ур-ние хорошо известно и радиотехникам, и механикам; его решение имеет вид:

$$x(t)=\frac{eA}{m}\cdot\frac{\cos(\omega t-kz+\varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\delta^2\omega^2}}, \tag{13}$$

$$\varphi=\operatorname{arctg}\frac{\delta\omega}{(\omega^2-\omega_0^2)}. \tag{14}$$

Поляризация $\mathcal{P}$ (дипольный момент 1 $см^3$) равна сумме дипольных моментов всех атомов: $\mathcal{P}=Nex(t)=N\alpha E$. Вдали от резонанса, т. е. при $|\omega_0-\omega|\gg\delta$ (именно в этой области можно пользоваться классич. моделями), пренебрегая членом $\delta^2\omega^2$ в знаменателе, имеем: $\alpha=e^2/m\,(\omega_0^2-\omega^2)$, откуда следует выражение для восприимчивости:

$$\varkappa=N\alpha=Ne^2/m\,(\omega_0^2-\omega^2);\ \mathcal{P}=\varkappa E. \tag{15}$$

Ф-ла (15) в комбинации с (9) описывает простейшие закономерности *дисперсии света*: показатель преломления n растет (а фазовая скорость v уменьшается) по мере приближения частоты световой волны ω к собственной частоте атомного осциллятора ω_0 или, др. словами, к полосе поглощения среды.

Линейная связь между $\mathcal{P}$ и E сохраняется и вблизи резонанса, однако здесь следует учитывать поглощение. Поскольку ф-ла (15) совпадает с (6), проведенные рассуждения можно рассматривать как вывод соотношения (6), базирующийся на классич. представлениях. Приведенный расчет показывает, что соотношение (15), а следовательно, и (6) при классич. подходе является непосредственным следствием ур-ния (12), описывающего движение оптич. электрона в электрич. поле световой волны.

Вопрос о точности или приближенности соотношения $\mathcal{P}=\varkappa E$, т. е. о том, могут ли оптич. явления зависеть от интенсивности света, или их независимость от интенсивности (а следовательно, и неизменность гармонич. волн и принцип суперпозиции) является фундаментальным законом, сводится к вопросу, является ли ур-ние (12) точным или приближенным, др. словами, всегда ли оптич.

электрон является гармонич. осциллятором, у к-рого форма отклика на внешнее воздействие совпадает с формой этого воздействия.

Оптический электрон не всегда можно считать гармоническим осциллятором. Это было известно задолго до «лазерного века». Ур-ние (12) безусловно является приближенным и характер этого приближения имеет простой физ. смысл. Действительно, при выводе ур-ния (12) предполагалось, что сила F, действующая на электрон со стороны ядра, пропорциональна смещению x электрона. Нетрудно убедиться, что это имеет место лишь при не слишком больших смещениях x, т. е. для не очень больших полей E, приводящих к таким смещениям.

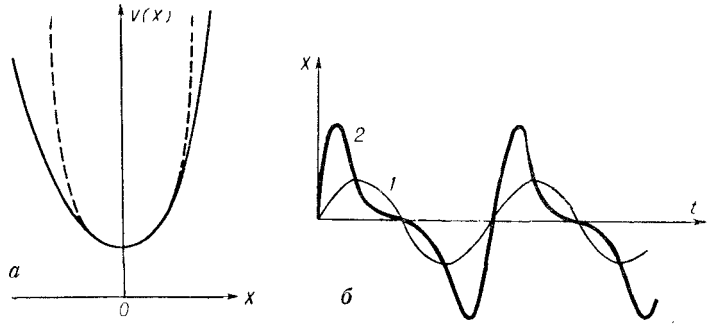


Рис. 1, *а* — потенциальная яма, в которой совершает колебание оптический электрон. При малых смещениях dx потенциальная яма симметрична относительно $x = 0$ (пунктир), и сила, действующая на электрон со стороны ядра, пропорциональна смещению dx. При больших смещениях яма может оказаться несимметричной (сплошная линия). *б* — отклик оптического электрона, колеблющегося в потенциальной яме, на гармоническое световое поле. В слабых полях форма отклика повторяет внешнее воздействие (1), в сильных полях форма отклика искажается (2).

Движение электрона в поле ядра — это движение в *потенциальной яме*, имеющей конечную глубину (рис. 1, *а*). Наглядным, хотя и грубым, аналогом движения электрона в поле ядра и соответствующей потенциальной яме может служить движение тяжелого шарика внутри сосуда, форма к-рого имеет форму потенциальной ямы. Если на атом воздействуют др. атомы (в молекуле или кристаллич. решетке), то форма потенциальной ямы может искажаться. Типично появление в выражении для потенциала кубичного члена $\sim x^3$, нарушающего симметрию потенциальной ямы (сплошная линия на рис. 5, *а*):

$$V(x) = \frac{kx^2}{2} + \frac{\beta}{3}x^3. \qquad (16)$$

При этом сила F нелинейно зависит от смещения x, т. е.:

$$F = kx + \beta x^2. \qquad (17)$$

В соответствии с (17) ур-ние (12) становится н е л и н е й н ы м, а осциллятор — а н г а р м о н и ч е с к и м:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \delta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + \gamma x^2 = \frac{e}{m}E. \qquad (18)$$

Отклик такого осциллятора на гармонич. поле не повторяет форму внешнего воздействия (рис. 1, *б*). При еще бо́льших световых полях

в выражении для F появляются члены $\sim x^4$ и более высоких степеней. Происходит дальнейшее искажение отклика электрона и смещение положения равновесия. Т. о., ф-ла (11) справедлива лишь при слабых световых полях; при сильных же надо пользоваться, по крайней мере, ф-лой (17).

Сильные и слабые световые поля. С чем же надо сравнивать напряженность светового поля, чтобы судить о степени применимости соотношения $\mathcal{P} = \varkappa E$? Ответ на этот вопрос очевиден: эталоном (характерным полем) в данном случае является внутриатомное электрич. поле E_a. Именно это поле определяет степень связи оптич. электрона с атомным ядром. Величину E_a можно подсчитать по закону Кулона: $E_a = e/r_0^2$, где r_0 — характерный радиус электронной орбиты. Подставляя $e = 4 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ и $r_0 = 10^{-8}$ *см*, получаем $E_a \approx 10^9$ *в/см*. Эта величина и может быть взята в качестве масштаба при оценке относительной величины поля.

С помощью «нелазерных» источников света, создающих интенсивности $I \approx 1 \div 10$ *вт/см*^{2}, достижимы световые поля 0,1—10 *в/см*. Поэтому в таких полях можно пренебречь ангармонизмом атомного осциллятора и пользоваться соотношением (6). В лазерных полях интенсивностью $I \sim 10^8$—10^{10} *вт/см*^{2} достигаются напряженности электрич. поля $E \sim 10^5$—10^7 *в/см*, к-рые уже нельзя считать пренебрежимо малыми по сравнению с E_a. Сказанное особенно существенно, если иметь в виду, что величина $E_a \sim 10^9$ *в/см* — макс. значение внутриатомного поля, определяющего силы связи, действующие на оптич. электрон в атоме водорода. В ряде веществ, в особенности в *полупроводниках*, $E_a \sim 10^7$—10^8 *в/см*.

Теперь можно более четко ответить на вопрос, чем занимается линейная оптика. Она изучает оптич. явления в области световых полей E, слабых по сравнению с характерным полем E_a, определяющим силы связи, действующие на оптич. электрон ($E << E_a$). В слабых световых полях оптич. электрон, колеблющийся под действием световой волны, можно рассматривать как линейный осциллятор. Следствием этого является линейная связь между поляризацией среды $\mathcal{P}$ и полем E : $\mathcal{P} = \varkappa E$, и сохранение формы гармонич. волны при ее распространении в среде и принцип суперпозиции. При этом характер оптич. явления не зависит от интенсивности света.

Нелинейная оптика изучает оптич. явления в области интенсивностей света, где напряженность электрич. поля световой волны уже не может считаться слабой по сравнению с E_a. Здесь оптич. электрон следует рассматривать как ангармонич. осциллятор. При этом связь между поляризацией $\mathcal{P}$ и полем E становится н е л и н е й н о й, а отклик среды на сильное гармонич. световое поле — негармоническим; форма отклика не повторяет форму внешнего воздействия. В этих условиях нарушается принцип суперпозиции. Сказанное делает ясным смысл терминов «линейная» и «нелинейная» оптика.

3. Нелинейные колебательные и волновые процессы; немного истории

Изложенное выше показывает, что для объяснения нелинейных оптич. явлений не требуется к.-л. пересмотра основных физ. представлений о природе взаимодействия света с веществом. Более того,

причины появления нелинейных оптич. эффектов можно указать, не выходя за рамки классич. теории. Иными словами, целый ряд закономерностей Н. о. мог бы установить физик, не знакомый с ф-лой Планка, квантовой механикой и т. п. Как сказано в одной из монографий по Н. о.: «Для развития теории многих нелинейных оптических явлений еще во времена Максвелла, Герца и Лоренца не хватало лишь стимула экспериментальных открытий». Однако не следует думать, что вся теоретич. Н. о. базируется целиком на классич. ур-нии нелинейного осциллятора. Для объяснения ряда нелинейных оптич. явлений необходимы квантовые представления, в особенности при описании свойств среды. Соотношение между классическим и квантовым описанием в Н. о. примерно такое же, как и в линейной (см. выше). Поэтому при исследовании процессов вдали от полос поглощения, т. е. в области частот, далекой от резонанса, задача в значительной мере сводится к классич. задаче о нелинейных колебаниях.

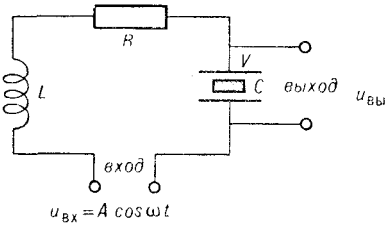


Рис. 2. Колебательный контур с нелинейным конденсатором C.

Нелинейные процессы в радиофизике. Подобные задачи возникли в радиофизике и акустике задолго до появления лазеров и нелинейной оптики. В частности, задача о колебаниях осциллятора с нелинейной возвращающей силой хорошо известна радиофизикам. Действительно, рассмотрение вынужденных колебаний в *колебательном контуре* (рис. 2), у к-рого электрический заряд q на конденсаторе емкостью C нелинейно зависит от напряжения V на пластинах конденсатора, т. е. $q = C_0V + C_1V^2$ приводит к ур-нию вида:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \delta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + \gamma x^2 = V. \qquad (19)$$

Здесь $\omega_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ — собственная частота контура, а $\delta = R/L$ — затухание контура, $u_{вх}$ — внешнее «вынуждающее» переменное напряжение, L — индуктивность, R — сопротивление. Это ур-ние аналогично ур-нию (18). Такой конденсатор наз. нелинейным, в отличие от обычного конденсатора, у к-рого $q = C_0V$, где емкость C_0 является константой. Нелинейным конденсатором является, напр., полупроводниковый диод, емкость к-рого равна $C_0 = C_0 + CV$, откуда $q = C_0V + C_1V^2$ (см. *Электронно-дырочный переход*). Если на контур с нелинейным конденсатором подать гармонич. напряжение $u_{вх}$, то форма напряжения на выходе при больших амплитудах A не повторяет форму входного напряжения.

Чрезвычайно распространенным нелинейным элементом в радиотехнике является электронная лампа — триод. Ток в анодной цепи такой лампы I_a связан линейной зависимостью с переменным напряжением на сетке u_c лишь при не слишком больших значениях u_c, точнее: $I_a = gu_c$ для $u_c << u_{c0}$, где u_{c0} — постоянное напряжение смещения. При $u_c \sim u_{c0}$, $I_a = gu_c + g_1u_c^2 + g_2u_c^3 + \ldots$ Появление нелинейных членов обусловливает такие нелинейные эффекты

в радиотехнике, как умножение частоты, выпрямление переменного тока (*детектирование*) и т. п. Принципиальную роль нелинейность электронной лампы играет в процессе генерации радиоколебаний: здесь она определяет величину амплитуды установившихся колебаний генератора. Простой перечень проблем — генерация колебаний, детектирование, преобразование частоты — показывает, какую важную роль играют нелинейные явления в радиотехнике. Это обстоятельство стимулировало разработку соответствующего математич. аппарата — нелинейной теории колебаний. Нелинейная теория уже является развитой научной дисциплиной; большой вклад в ее разработку внесли сов. ученые школ Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, Н. М. Крылова и Н. Н. Боголюбова.

Нелинейные явления в акустике. С нелинейными волновыми процессами, т. е. с распространением воли в средах, отклик которых на внешнее воздействие является нелинейным, еще в *начале 20 в. сталкивались акустики. Примером является распространение* гармонической волны не слишком малой (или, как говорят акустики, конечной) амплитуды в газе или жидкости. Оказывается, что, поскольку акустич. свойства среды (в частности, скорость распространения звуковой волны) для волны конечной амплитуды зависит от величины звукового давления, то волна, гармоническая у источника, изменяет свою форму по мере распространения в среде. В области сжатия скорость звука больше, нежели в области разрежения, поэтому одни участки волны «нагоняют» другие. На достаточно больших расстояниях эффект «нагона» приводит к формированию у волны крутого фронта. Т. о., волна, гармоническая у источника, по мере распространения в среде стремится приобрести форму ударной волны (рис. 3, из работы В. А. Красильникова с сотр.).

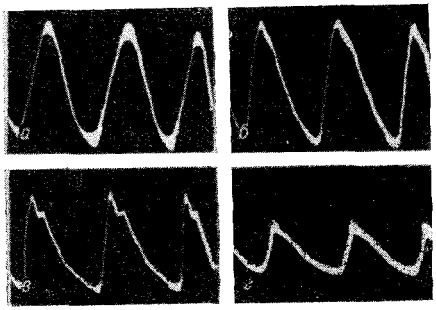


Рис. 3. Осциллограммы формы ультразвуковой волны в воде на разных расстояниях от источника гармонических колебаний. Искажение формы волны по мере ее распространения в среде связано с нелинейным откликом среды. Расстояние увеличивается от осциллограммы *а* к осциллограмме *г*.

Сравнение искажений акустич. волны (рис. 3, *а*) с графиком отклика ангармонич. осциллятора (рис. 1, *б*) свидетельствует об идентичности явлений; в обоих случаях волна является суперпозицией первичной гармонич. волны частоты ω и волны, имеющей частоту 2ω, т. е. ее второй гармоники. На спектральном языке искажение формы акустич. волны следует трактовать как обогащение ее гармониками («изменение формы», «возникновение ударной волны» — это «временно́й» язык). Если на рис. 3, *б* заметную роль играют основная гармоника ω и вторая гармоника 2ω,

то искажения на рис. 3, *в* и 3, *г* являются результатом возникновения гармоник более высокого порядка 3 ω и т. д.

Характерной чертой нелинейных волновых процессов в акустике является возможность накопления нелинейного эффекта с расстоянием. Действительно, при малых удалениях от источника искажения волны относительно невелики; они нарастают с увеличением пути, пройденного в среде. Это обстоятельство, как мы убедимся ниже, существенно и для нелинейных оптич. эффектов, носящих обычно волновой характер; малая длина световой волны ($\lambda \sim 10^{-4}$ *см*) приводит к тому, что отношение размеров среды l, в к-рой наблюдается оптич. эффект, к длине волны λ велико: $l/\lambda \gg 1$.

Гетеродинирование света. Интенсивное развитие теории нелинейных колебаний (обусловленное потребностями радиотехники) и теории нелинейных волн (в связи с исследованиями в газодинамике и акустике) сделало вполне естественной постановку вопроса о возможности наблюдения нелинейных явлений в оптике еще задолго до изобретения лазеров. Именно с позиций нелинейной теории колебаний возможности наблюдения нелинейных оптич. явлений обсуждались Г. С. Гореликом еще в 1946—48 гг. Им же был предложен опыт по смещению двух световых волн разной частоты на фотокатоде.

Идея опыта заключалась в следующем: поскольку фототок $J_ф$ пропорционален квадрату напряженности поля световой волны: $J_ф = bE^2$ (b — постоянная, см. *Фотоэффект*), то при попадании на фотокатод фотоэлемента (или лучше фотоумножителя) двух световых волн с частотами ω_1 и ω_2, $E_1 = A_1 \cos \omega_1 t$ и $E_2 = A_2 \cos \omega_2 t$ (фазовые множители здесь не пишем, поскольку фотоэффект является локальным эффектом) фототок имеет вид:

$$J_ф = b\,(E_1 + E_2)^2 = bE_1^2 + bE_2^2 + 2bE_1 E_2. \qquad (20)$$

Первые два члена ф-лы (20) дают постоянный ток и вторые гармоники, третий член — суммарные и разностные частоты. В результате в фототоке $J_ф$, кроме постоянной компоненты, появляются компоненты с частотами $2\omega_1$; $2\omega_2$; $\omega_1 + \omega_2$; $\omega_1 - \omega_2$. Составляющие с частотами $2\omega_1$; $2\omega_2$; $\omega_1 + \omega_2$ из-за инерционности фотоэффекта практически обнаружить нельзя; фактически измеряемый ток равен среднему по времени от $J_ф$ (усреднение за время инерционности). Однако если частоты ω_1 и ω_2 близки, то сигнал разностной частоты $\omega_1 - \omega_2$ может быть зарегистрирован и при использовании нелазерных источников света. Разностный ток $J_р$, согласно (20),

$$J_р = bA_1A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)\, t.$$

Предложенный Гореликом опыт был осуществлен в 1955 г. в США Его наз. опытом по гетеродинированию света, т. к. рассматриваемый эффект аналогичен *гетеродинированию* — операции, производимой в смесительной лампе обычного радиоприемника. Для обнаружения эффекта гетеродинирования света потребовалось проведение чрезвычайно тонкого, трудоемкого и дорогостоящего эксперимента. На фотокатоде смешивался свет от двух близких спектральных линий излучения ртутной лампы, помещенной в маг-

нитное поле (зеемановский дублет, см. *Зеемана эффект*). Разностная частота $\omega_1 - \omega_2$ лежала в диапазоне сантиметровых радиоволн и регистрировалась чувствительным радиоприемником СВЧ (рис. 4).

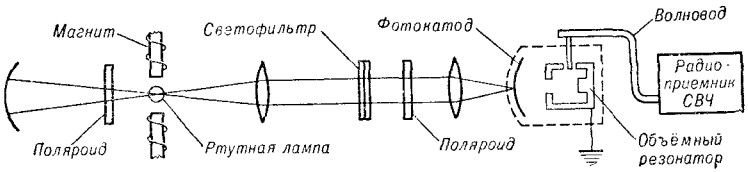


Рис. 4. Схема опыта по гетеродинированию света, выполненная с ртутной лампой. Близкие спектральные линии излучения ртутной лампы (зеемановский дублет) смещиваются на фотокатоде; сигнал разностной частоты, лежащий в диапазоне сантиметровых радиоволн, регистрируется высокочувствительным радиоприемником СВЧ. Отношение сигнал/шум составляло 10^{-4}.

Работы С. И. Вавилова по нелинейной оптике. Глубокие и не утратившие интереса и по сей день исследования по нелинейной оптике были выполнены еще в 30—40 гг. С. И. Вавиловым с сотр. Несмотря на трудности постановки опытов по Н. о. с нелазерными источниками, Вавилову и В. Л. Левшину еще в 1925 г. удалось наблюдать уменьшение поглощения света большой интенсивности при распространении в среде (эффект просветления среды). Работая с весьма мощным по тем временам источником света (конденсированной искрой), Вавилов и Левшин обнаружили, что коэфф. поглощения уранового стекла уменьшается с ростом интенсивности света; им удалось зарегистрировать уменьшение на 1,5%. Уменьшение поглощения связано с тем, что в сильном световом поле бо́льшая часть атомов или молекул, находясь в возбужденном состоянии, уже не может поглощать свет (см. *Насыщения эффект*). Вавилов понимал, что наблюдаемый эффект является лишь одним из множества различных нелинейных эффектов, возможных в оптике; лишь отсутствие мощных источников света не позволило ему исследовать их экспериментально. Вместе с тем Вавилов отмечал, что многие из нелинейных оптич. эффектов наверняка реализуются в звездах и на Солнце, где интенсивность оптич. излучения чрезвычайно велика (замечание, не утратившее своей актуальности и по сей день). Интересно, что именно Вавилов впервые ввел сам термин «Н. о.». Перечисленные выше работы являются наиболее важными достижениями долазерной Н. о.

Начало же широкого развертывания работы по Н. о. можно датировать 1961 г., когда амер. физик П. Франкен с сотр. осуществил генерацию в кварце второй гармоники излучения рубинового лазера (см. рис. 3 на вклейке в конце книги). К 1969 г. число экспериментальных работ по Н. о. составляет неск. сотен, а сама область Н. о. непрерывно расширяется. С современными экспериментальными средствами опыты по гетеродинированию света из разряда уникального эксперимента перешли в область техники. Гетеродинированием лазерного излучения оптики теперь пользуются почти с такой же легкостью, как радиоинженеры гетеродинированием радиоволн. Эффект просветления широко изучен для многих сред; более того, им широко пользуются на практике для создания лазеров, генерирующих короткие мощные импульсы (см. *Лазер*).

4. Нелинейная поляризация среды — причина появления нелинейных оптических эффектов

Рассмотрим более подробно нелинейные оптич. эффекты. В сильных световых полях, как мы уже установили выше, отклик элементарного атомного осциллятора (переизлученное им световое поле) уже не совпадает по форме с падающим световым полем, а поляризация среды *является нелинейной функцией электрич. поля* E световой волны. Если отличие связи поляризации $\mathcal{P}$ и поля E от линейной не слишком велико (а именно так обстоит дело даже в сильных лазерных полях), то зависимость $\mathcal{P}$ от E можно представить в виде степенного ряда:

$$\mathcal{P} = \varkappa E + \chi E^2 + \theta E^3 + \ldots$$

или

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}^{\text{л}} + \mathcal{P}^{\text{нл}}, \qquad (21)$$

где $\mathcal{P}^{\text{л}} = \varkappa E$, а $\mathcal{P}^{\text{нл}}$ — остальная часть ряда. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему $\sim 1/E_a$, т. е. последующие члены быстро уменьшаются. Переход от *линейной связи* $\mathcal{P} = \varkappa E$ к нелинейной приводит к необходимости пересмотреть все основные аспекты взаимодействия света с веществом.

Одним из простейших способов перечислить нелинейные оптич. эффекты может быть следующий: возьмем перечень основных разделов линейной оптики и будем задаваться вопросом, что изменится, если явление будет изучаться в сильном световом поле? Как оно будет протекать, если вместо зависимости $\mathcal{P} = \varkappa E$ выполняется соотношение (21)? Ответы на эти вопросы составили соответствующие разделы Н. о. (предложенная процедура являлась, во всяком случае на начальном этапе, в какой-то мере и своеобразным источником идей для физиков, занимающихся Н. о.; это, конечно, не означает, что развитие Н. о. шло методом педантичного заполнения клеточек *в заранее составленном вопроснике*). *Обратимся сначала к вопросу* о распространении света в среде.

Оптическое детектирование (в ы п р я м л е н и е). Если в среду входит гармонич. световая волна вида $E = A\cos(\omega t - k_1 z)$, то в силу соотношения (21) переизлученное поле в среде будет содержать не только частоту падающей волны ω, но и ее гармоники с частотами 2ω, 3ω и т. д. Нелинейная поляризация, а следовательно, и переизлученное поле, связанные со вторым членом в разложении (21), содержат, кроме второй гармоники, и постоянную составляющую (*нулевой частоты*), *т. к. ее можно представить в виде*:

$$\chi E^2 = \chi A^2 \cos^2(\omega t - k_1 z) = \frac{\chi A^2}{2} + \frac{\chi A^2}{2}\cos 2(\omega t - k_1 z). \qquad (22)$$

Появление члена $^1/_2\,\chi A^2$ соответствует п о с т о я н н о й п о л я р и з а ц и и с р е д ы в поле интенсивной гармонич. световой волны. Это приводит к явлению, наз. оптич. *детектированием*, или оптич. выпрямлением. По существу это выпрямление в том же самом смысле в к-ром оно понимается в электро- и радиотехнике. Только в данном случае это выпрямление не переменного тока или радиочастотного электромагнитного поля, а светового поля, — переменное световое поле, помимо переменной поляризации, *возбуждает* постоянную поляризацию среды, а следовательно, и постоян-

ное электрич. поле. Происходит это не в электронной лампе или полупроводниковом диоде, а в естественной среде, напр. в кристалле кварца (см. рис. 5 на вклейке в конце книги).

Генерация гармоник. 2-й член, приведенный в выражении (22) $\frac{\chi A^2}{2}\cos 2(\omega t - k_1 z)$, описывает переизлученное электроном поле на второй гармонике падающей волны. Это тот самый эффект генерации гармоник, о к-ром уже шла речь выше (рис. 3). Нелинейность же, связанная с 3-м членом θE^3 в ф-ле (21), приводит к генерации третьей гармоники. Действительная нелинейная поляризация, обусловленная этим членом в гармонич. поле, имеет вид:

$$\theta E^3 = \theta A^3 \cos^3(\omega t - k_1 z) = \frac{3}{4}\theta A^3 \cos(\omega t - k_1 z) + \\ + \frac{\theta A^3}{4}\cos 3(\omega t - k_1 z). \qquad (23)$$

Второй член в (23) описывает переизлучение поля на третьей гармонике падающей волны.

Генерация третьей гармоники наблюдалась впервые в 1962 г. группой амер. физиков в кристалле кальцита ($CaCO_3$), освещаемом светом рубинового лазера. На выходе из кристалла удавалось зарегистрировать излучение с длиной волны $\lambda = 2313$ Å, т. е. втрое более короткой, чем излучение лазера. Это излучение оказывается более слабым, чем излучение на второй гармонике, что и понятно в силу сказанного выше о соотношении нелинейных членов разных степеней в разложении (21).

Изменение показателя преломления среды. Первый член в ф-ле (23) обладает периодичностью во времени такой же, как и у первичной волны. Однако это — нелинейный член, т. к. в качестве коэфф. при $\cos(\omega t - kz)$ стоит θA^3. Т. о., с кубичным по полю членом в нелинейной поляризации связано переизлучение на частоте падающей волны, но с амплитудой, пропорциональной кубу амплитуды падающей волны. Этот член обусловливает появление нелинейной поправки к показателю преломления среды, т. к. теперь электрич. индукция D на частоте ω может быть представлена в виде:

$$D = \varepsilon E = \varepsilon A \cos(\omega t - kz) = [1 + 4\pi\varkappa + 3\pi\theta A^2] A \cos(\omega t - kz) \qquad (24)$$

и следовательно:

$$\varepsilon = n^2 = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 A^2, \qquad (25)$$

где $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi\varkappa$, а $\varepsilon_2 = 3\pi\theta$. Поскольку $\varepsilon_2 A^2 << \varepsilon_0$, то вместо (25) можно написать:

$$n = n_0 + n_2 E^2, \qquad (26)$$

где $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$. Т. о., сильная световая волна изменяет показатель преломления среды. Добавочный член $n_2 E^2$ тем больше, чем больше интенсивность падающей волны.

Такие оптические эффекты принято наз. с а м о в о з д е й с т в и е м световой волны. За счет появления нелинейных добавок к диэлектрич. проницаемости ε (или к показателю преломления n) световая волна изменяет собственную фазовую скорость v, а также коэфф. поглощения в среде, причем эти изменения пропорциональны квадрату амплитуды волны A^2. Самовоздействие приводит к эффекту с а м о ф о к у с и р о в к и света (см. ниже).

Подведем первый итог: распространение сильной световой волны в среде сопровождается эффектом детектирования, генерацией различных оптич. гармоник и изменением показателя преломления среды.

Нелинейное отражение света. Рассмотрим явления на границе раздела двух сред. В линейной оптике это один из самых «древних» разделов, где фигурируют законы Снеллиуса, ф-лы Френеля и т. п. При больших интенсивностях света и здесь возникают новые явления. Простой опыт по проверке закона: «угол падения равен углу отражения», проведенный с мощным рубиновым лазером, приводит к весьма интересным результатам. Недаром в работе амер. физиков Н. Бломбергена и П. Першана, опубликованной в журнале «Physical Review» за 1962 г. и посвященной обсуждению возможных результатов такого опыта, в списке литературы дается ссылка на Герона Александрийского, жившего до нашей эры. Ссылка вполне уместна, т. к. Бломберген и Першан по существу предлагают повторить его опыт, заменив солнце лазером, а глаз — фотоумножителем.

Оказывается, что в отраженном свете появляется излучение на второй гармонике падающего излучения. Направление «отраженного» луча второй гармоники не совпадает с направлением отраженного луча основной частоты ω. Новые явления обнаруживаются также в сильном световом поле вблизи угла Брюстера (см. *Брюстера закон*). Т. о., казалось бы давно уже завершенный раздел оптики обретает новую жизнь.

Многофотонное поглощение. Об особенностях поглощения интенсивного света частично уже шла речь выше в связи с опытами Вавилова и Левшина — за счет эффекта насыщения среда, непрозрачная для слабого светового поля, становится прозрачной для сильного (см. *Насыщения эффект*). Обратная ситуация имеет место в областях оптич. прозрачности среды. Здесь интенсивное излучение может поглощаться гораздо сильнее, чем слабое. Этот эффект наз. многофотонным поглощением.

Классич. объяснение этого эффекта содержится по существу в ф-ле (21). Действительно, если кубический по полю член в (21) θE^3 содержит фазовый сдвиг, то, помимо нелинейной поправки к показателю преломления, появляется и нелинейная поправка к коэфф. поглощения δ. Однако более удобным для понимания процессов нелинейного поглощения является квантовый язык.

В линейной оптике поглощение фотона частоты $\nu = \omega/2\pi$ происходит в том случае, если его энергия $h\nu$ (h — *Планка постоянная*) близка к разности энергии уровней квантовой системы, напр. атома или молекулы (см. *Уровни энергии*). Эти частоты наз. собственными резонансными частотами системы (см. *Квантовый переход*). В этом случае в элементарном акте взаимодействия света с веществом поглощается один фотон (рис. 5, *а*). При больших плотностях излучения в элементарном акте могут поглощаться два или неск. фотонов (рис. 5, *б*). Поэтому поглощение света системой с уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ может происходить не только для частот света, близких к $\nu_0 = \frac{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1}{h}$, но для частот $\nu_0/2$, $\nu_0/3$ и т. д. Поглощение света частоты $\nu_0/2$ средой с резонансной частотой ν_0 наз. д в у х ф о т о н н ы м п о г л о щ е н и е м, поглощение света частоты $\nu_0/3$ — трехфотонным и т. д. Многофотонное поглощение может возникать, разумеется, не только в световом поле одного монохроматич. источника.

Если есть два источника света, частоты к-рых ν_1 и ν_2 удовлетворяют равенству $\nu_1 + \nu_2 = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$, то заметное поглощение наблюдается для обоих излучений, если их суммарная интенсивность достаточно велика.

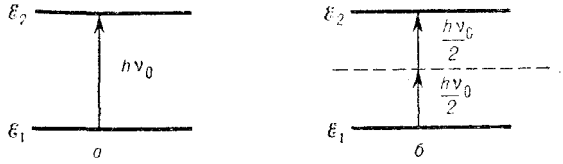


Рис. 5. Однофотонное (*а*) и двухфотонное (*б*) поглощение света в среде, $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ — энергетические уровни квантовой системы.

Последним обстоятельством широко пользуются для изучения спектров нелинейного поглощения, т. е. при большой интенсивности света. Мощные лазеры, пригодные для наблюдения нелинейных оптич. эффектов, существуют пока лишь на небольшом числе фиксированных частот. Поэтому, если бы хотели изучать нелинейное поглощение, используя только лазерное излучение, то для лазера частоты $\nu_л$ нужно было бы специально подыскивать среду, у к-рой имеются уровни $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, разность энергий к-рых соответствует частотам $\nu_л$, $2\nu_л$, $3\nu_л$ и т. п. Хотя подходящую среду во многих случаях найти можно, такой подход существенно сужает возможности исследования. В большинстве случаев нас интересует вполне определенное вещество. Более естественным было бы создание мощного лазера с плавно перестраиваемой частотой; в этом направлении уже достигнуты определенные успехи, причем для создания такого лазера пользуются методами Н. о. (см. ниже).

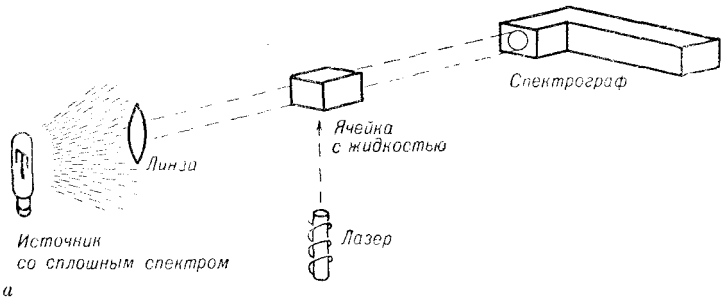
Есть, однако, и др. выход — наблюдать поглощение в веществе при суперпозиции света от двух источников — мощного лазера и нелазерного источника со сплошным спектром (рис. 6, *а*). Если интенсивность лазера достаточно велика, то в спектре поглощения вещества (рис. 6, *б*), помимо обычных линий поглощения вблизи *собственных резонансных частот* ν_0 вещества, *появится новая линия* поглощения (рис. 6, *в*) на частоте ν_1, удовлетворяющей равенству:

$$h\nu_1 + h\nu_л = h\nu_0. \qquad (27)$$

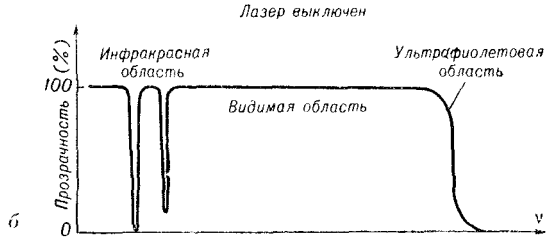
Эта линия ν_1 связана с двухфотонным поглощением. Кроме нее, могут появиться значительно более слабые линии трехфотонного поглощения и нелинейного поглощения более высокого порядка. Спектр на рис. 6, *в* не передает всех особенностей реального спектра вблизи частоты лазера $\nu_л$. Здесь возникают также дополнительные линии поглощения, связанные с комбинационным рассеянием (см. ниже). Многофотонная спектроскопия дает новую информацию о веществе, дополняющую информацию, получаемую средствами обычной «однофотонной» спектроскопии.

Многофотонный фотоэффект. К *эффектам нелинейного поглощения* примыкает и многофотонный фотоэффект. Если в сильном световом поле с атомом (или молекулой) в элементарном акте могут взаимодействовать неск. фотонов, то возможна ионизация атома не только с помощью излучения, для к-рого энергия кванта выше энергии ионизации $\mathscr{E}_и$: $h\nu > \mathscr{E}_и$, но и с помощью излучения, для

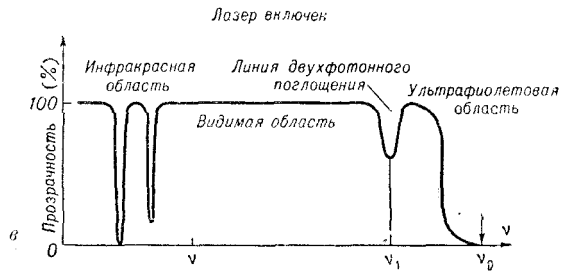
к-рого $h\nu < \mathcal{E}_{ii}$, но $n \cdot h\nu > \mathcal{E}_{ii}$ ($n = 2, 3$). В этом случае мы имеем дело с n-фотонным фотоэффектом. Разумеется, чем больше n, тем бо́льшие световые поля нужны для получения заметной вероятности такого процесса. Возможности лазерной техники уже



а



б



в

Рис. 6. Опыт по изучению двухфотонного поглощения жидкости; *а* — экспериментальная установка; *б* — спектр поглощения при выключенном лазере; *в* — спектр поглощения при включенном лазере.

сейчас таковы, что удается надежно регистрировать шести- и семифотонную ионизацию инертных газов. Необходимые напряженности светового поля, как показали сов. физики Делоне и Воронов, при этом достигают $8 \cdot 10^6 - 1{,}5 \cdot 10^7$ *в/см*.

На этом мы прервем пока перечисление нелинейных оптич. эффектов и остановимся подробней на развитии нелинейных эффектов в пространстве. Этот вопрос представляется вполне естественным, если вспомнить, что длина световой волны весьма мала

($\lambda \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ *см*) и, следовательно, размеры среды L, в к-рой наблюдается тот или иной нелинейный оптич. эффект, обычно гораздо больше λ. Если, напр., речь идет о генерации 2-й гармоники, то в силу (22) каждый элементарный атомный осциллятор переизлучает поле на частоте 2-й гармоники. Но при $L/\lambda >> 1$ число таких осцилляторов велико и чтобы определить нелинейный отклик среды в целом, надо сложить их излучение. При этом излучения отдельных осцилляторов, интерферируя между собой, могут как ослаблять, так и *усиливать друг друга. Последнее представляет особый интерес*, т. к. в этом случае даже слабые локальные нелинейные эффекты излучения 2-й гармоники элементарными осцилляторами, складываясь, могут дать сильный суммарный эффект. Др. словами, нелинейные оптич. эффекты могут, как и в акустике, накапливаться в пространстве (см. выше).

5. Накопление нелинейных эффектов. Волновой синхронизм

Генерация второй гармоники. Рассмотрим подробнее условие накопления волнового нелинейного оптического эффекта на примере генерации 2-й гармоники. Источником 2-й гармоники является нелинейная поляризация:

$$\mathscr{P}^{(\text{нл})}(2\omega) = \frac{\chi A^2}{2} \cos(2\omega t - 2k_1 z). \tag{28}$$

Волну поляризации можно представлять себе как своеобразную антенну, перемещающуюся в пространстве вдоль оси oz по закону, описываемому ф-лой (28). Скорость перемещения этой «антенны» $v_{\text{п}}$ определяется в силу (28) фазовой скоростью волны v излучения на основной частоте ω:

$$v_{\text{п}} = v(\omega) = \frac{\omega}{k_1} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}} = \frac{c}{n(\omega)}. \tag{29}$$

Перемещаясь, антенна излучает световую волну удвоенной частоты:

$$E = A_2 \cos(2\omega t - k_2 z), \tag{30}$$

$$\text{где } k_2 = \frac{2\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(2\omega)} = \frac{2\omega}{v(2\omega)},$$

а фазовая скорость световой волны на 2-й гармонике определяется величиной показателя преломления для частоты 2ω:

$$v_{\text{ф}}(2\omega) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(2\omega)}} = \frac{c}{n(2\omega)}.$$

Волна 2-й гармоники черпает свою энергию от основного излучения через волну поляризации (28). Очевидно, что обмен энергией между основной волной и 2-й гармоникой будет максимальным, если разность фаз $\Delta\varphi$ между волной поляризации и 2-й гармоникой сохраняется постоянной на достаточно больших расстояниях.

Волновой синхронизм. В действительности сдвиг фаз $\Delta\varphi$ между волной поляризации и световой волной второй гармоники из-за *дисперсии света* в среде непрерывно изменяется. Величина фазового сдвига между этими волнами на длине l равна:

$$\Delta\varphi = l(k_2 - 2k_1) \tag{31}$$

Следовательно, $\Delta\varphi \equiv 0$ лишь в случае, когда

$$2k_1 = k_2 \quad \text{или} \quad v(\omega) = v(2\omega). \tag{32}$$

Условие (32) наз. условием волнового синхронизма. При его выполнении волна нелинейной поляризации, возбуждающая 2-ю гармонику, и волна гармоники совпадают по фазе в любой точке пространства. Однако синхронные изменения поляризации $\mathcal{P}$ и поля E выполняются лишь в среде, не обладающей дисперсией. В реальной же диспергирующей среде фазовые скорости на различающихся частотах не равны друг другу. Поэтому фазовые соотношения между волной поляризации и волной гармоники сохраняются лишь на ограниченных расстояниях, не превышающих т. н. когерентной длины $l_{\text{ког}}$ (фазовые соотношения считают нарушенными, когда сдвиг фаз $\Delta\varphi \geqslant \pi$). Для определения когерентной длины следует положить в ф-ле (31) $\Delta\varphi = \pi$, а $l = l_{\text{ког}}$, тогда

$$l_{\text{ког}} = \frac{\pi}{2(k_2 - 2k_1)} = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)}. \tag{33}$$

Заметим, что хотя термин «когерентная длина» в применении к (33) общепринят в Н. о., он не вполне корректен. Дело в том, что обычно *когерентность* принято связывать со статистикой. Здесь же речь идет о взаимодействии строго монохроматич. волн разной частоты, а $l_{\text{ког}}$ — минимальное расстояние, на к-ром из-за дисперсии происходит накопление нелинейных эффектов.

Следовательно, накопления нелинейного эффекта нельзя ожидать на расстояниях, бо́льших $l_{\text{ког}}$. Сказанное иллюстрируется экспериментальными данными, полученными впервые в 1962 г. амер. физиком Терхьюном с сотр. Они изучали зависимость мощности второй гармоники P_2, возбуждаемой в пластинке кварца рубиновым лазером, от длины l оптического пути, пройденного световой волной. Оказалось, что мощность второй гармоники в зависимости от длины l быстро осциллирует (рис. 7). Участки, на к-рых мощ-

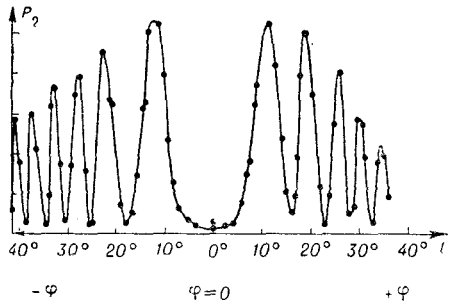


Рис. 7. Зависимость мощности второй оптической гармоники от длины оптического пути l, пройденного световой волной в кристалле кварца. Величина l изменялась за счет изменения угла φ наклона кварцевой пластинки относительно пучка лазера.

ность второй гармоники P_2 нарастает за счет основной волны, сменяются областями, где происходит обратный процесс — мощность второй гармоники «перекачивается» обратно в мощность основной волны. Длина каждого такого участка (спада и нарастания) определяется величиной $l_{\text{ког}}$. Период осцилляций, определенный из экспериментальных кривых, хорошо совпадает с величиной $l_{\text{ког}}$,

рассчитанной по ф-ле (33). Для кристалла кварца $l_{\text{ког}} \sim 10^{-3}$ *см*. Такие же значения $l_{\text{ког}}$ характерны и для многих др. кристаллов.

Мощность второй гармоники P_2, генерируемой в опытах Терхьюна, хорошо описывается ф-лой:

$$P_2 \sim P_1^2 k_1^2 \chi^2 \frac{\sin^2\left[\frac{(k_2-2k_1)}{2} l\right]}{(k_2-2k_1)^2}. \qquad (34)$$

Отсюда видно, что если $l_{\text{ког}}$ фиксировано, то мощность второй гармоники можно увеличивать лишь за счет увеличения мощности основного излучения P_1 и величины коэфф. нелинейности χ. Предельные мощности, к-рые еще способны выдержать кристаллы, не превышают 300—400 *Мвт/см*^{2}. При бо́льших мощностях в кристаллах возникает пробой, аналогичный пробою воздуха в фокусе лазера (рис. 4, *б* на вклейке в конце книги). Однако даже при предельной мощности величина кпд оптич. удвоителя частоты $\eta = P_2/P_1$, работающего при $l_{\text{ког}} = 10^{-3}$ *см*, не превышает сотых и тысячных долей процента. Единственная возможность получения кпд ~ 10—20% (о к-ром упоминалось выше) состоит в увеличении $l_{\text{ког}}$. Для этого необходимо создать условия, при к-рых фазовые скорости или (что то же самое) показатели преломления двух световых волн с отличающимися вдвое частотами совпадали. На первый взгляд это вообще невозможно из-за естественной дисперсии света в среде. Тем не менее выход был найден и именно этой находке современная Н. о. обязана многими практич. успехами.

Волновой синхронизм в анизотропных кристаллах. В 1962 г. Дж. Джордмэйн и Р. Терхьюн обратили внимание, что условие синхронизма $v(\omega) = v(2\omega)$ может быть выполнено (и, следовательно, возможно получение весьма больших $l_{\text{ког}}$) в двулучепреломляющих кристаллах, если использовать взаимодействие волн с разной поляризацией (см. *Двойное лучепреломление*). Напомним, что величина линейного показателя преломления среды n, а следовательно, и фазовая скорость волны v зависят не только от частоты ω, но и от *поляризации* волны. Причиной этого может быть неодинаковая поляризуемость молекул при различных направлениях смещения электрона (а н и з о т р о п и я).

Если такие молекулы расположены совершенно хаотично (а именно так обстоит дело в жидкости или газе), то анизотропные свойства отдельных молекул никак не сказываются на свойствах среды как целого и величина восприимчивости $\varkappa$ в ф-ле (7) не зависит от направления поляризации волны. Если же все молекулы ориентированы одинаково, как это имеет место в кристалле (в жидкости их можно ориентировать внешним электрическим полем, см. *Керра эффект*), то вся среда в целом становится оптически анизотропной.

Простейшим примером анизотропной среды является одноосный кристалл (имеющий одну оптич. ось); в нем показатель преломления для волны, поляризованной перпендикулярно оптич. оси oz кристалла (о б ы к н о в е н н о й в о л н ы), не зависит от направления распространения волн (рис. 8). Для волны же, поляризованной в плоскости оси (н е о б ы к н о в е н н а я в о л н а), эта зависимость может быть довольно сильной. В результате этого в одноосном кристалле для всех направлений распространения волны, кроме направления оптич. оси, волны одной частоты ω с взаимно перпен-

дикулярными направлениями поляризациями распространяются с разными фазовыми скоростями.

Как же можно использовать двулучепреломление для синхронизации фазовых скоростей? Ход рассуждений Джордмэйна и Терхьюна был следующим: в области нормальной дисперсии показатель преломления обыкновенной волны n^0 и показатель преломления необыкновенной волны n^e возрастают с ростом частоты. Разности $n_2^0 - n_1^0$ и $n_2^e - n_1^e$ для разных частот всегда отличны от

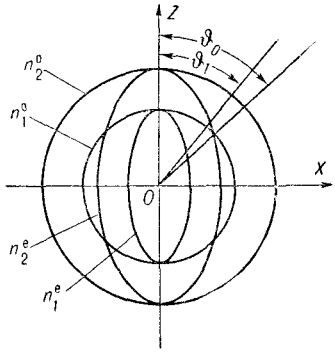


Рис. 8. Сечения поверхностей показателя преломления: сферы для обыкновенной волны (n^0) и эллипсоида для необыкновенной волны (n^e) в кристалле KDP для частоты рубинового лазера (индекс 1) и его второй гармоники (индекс 2). Под углом ϑ_0 к оптической оси окружность n_1^0 пересекается с эллипсом n_2^e. Это направление является направлением синхронизма.

нуля, и следовательно, если волна основной частоты и волна гармоники являются волнами одного типа (обыкновенные или необыкновенные), то соответствующие когерентные длины: $l^0_{\text{ког}} = \frac{\lambda_1}{4(n_2^0 - n_1^0)}$ и $l^e_{\text{ког}} = \frac{\lambda_1}{4(n_2^e - n_1^e)}$ невелики. Однако есть и еще одна возможность: если волна основной частоты — обыкновенная, а волна гармоники — необыкновенная и если двулучепреломление достаточно велико (эллипсоид далеко уходит от сферы по оси ox), то возможно пересечение эллипсоида n_2^e и сферы n_1^0. Именно это имеет место в кристалле дигидрофосфата калия (KDP) — под углом ϑ_0 к оптич. оси oz. Здесь сфера n_1^0 и эллипсоид n_2^e пересекаются, т. е. в этом направлении:

$$n_2^e = n_1^0. \tag{35}$$

Т. о., если основная волна обыкновенная, а волна второй гармоники — необыкновенная, то в направлении ϑ_0 коэфф. преломления и скорости для второй гармоники необыкновенной волны и для основной обыкновенной волны равны. В этом направлении выполняется условие синхронизма и согласно (33) когерентная длина обращается в бесконечность.

В результате этого, если поляризация падающей волны подобрана так, что основная волна в кристалле является обыкновенной, а свойства кристалла таковы, что в нем обыкновенная волна основного излучения возбуждает необыкновенную волну 2-й гармоники, то в направлении ϑ_0 следует ожидать резкого возрастания мощности второй гармоники. Именно это и было обнаружено экспериментально в кристалле KDP в опытах Джордмэйна и Терхьюна. Существование

направлений синхронизма надолго привлекло внимание радиофизиков и оптиков к кристаллам KDP. Дело в том, что самого факта двулучепреломления еще недостаточно для существования направлений синхронизма, двулучепреломление должно быть достаточно большим. Напр., кристалл кварца обладает двулучепреломлением, но оно недостаточно для генерации оптич. гармоник (рис. 9).

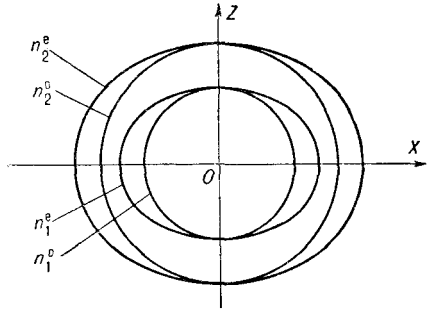


Рис. 9. Сечения поверхностей показателя преломления для кристалла кварца. Здесь двулучепреломление недостаточно для существования направлений синхронизма.

Вдоль направления синхронизма мощность второй гармоники растет (во всяком случае для $P_2 \leqslant 10^{-2} P_1$) как квадрат длины l:

$$P_2 = \chi^2 k_1^2 l^2 P_1^2. \qquad (36)$$

Ф-ла (36) непосредственно вытекает из (34), если $(k_2 - k_1) \to 0$ (т. к. $\frac{\sin x}{x} \to 1$ при $x \to 0$). Отсюда следует, что на достаточно больших длинах значительный нелинейный эффект может быть получен и при не слишком больших мощностях основного излучения P_1.

Это было подтверждено в опытах с *газовыми лазерами*; оказалось, что, используя длины $l \sim 3 - 5$ *см* вдоль направления синхронизма, можно получить регистрируемые мощности гармоник с помощью маломощных газовых лазеров (мощность $\sim 10 -$ 100 *Мвт*). Кпд преобразования частоты в этих опытах был сравнительно мал, однако сигнал 2-й гармоники можно обнаружить (рис. 10). Благодаря этому газовые лазеры широко применяются в оптике для измерения нелинейных коэффициентов (нелинейных восприимчивостей) χ и θ. Точность таких измерений намного превышает точность измерений, получаемую с помощью мощных твердотельных *лазеров*.

Роль лазеров в возбуждении накапливающихся нелинейных эффектов. После всего сказанного возникает вопрос, необходимы ли мощные лазеры для получения заметных нелинейных эффектов. Действительно, если в ф-лу (36) величины P_1 и l входят равноправно, то нельзя ли за счет больших l получать сильные нелинейные эффекты даже при сколь угодно малых мощностях P_1? Нельзя ли вообще отказаться от лазеров и получать при больших длинах l сильные нелинейные эффекты с помощью нелазерных источников света?

На первый взгляд утвердительный ответ на этот вопрос очевиден. На самом же деле этот ответ отрицателен. Когерентная длина $l_{\text{ког}}$ становится большой ($l_{\text{ког}} \to \infty$) лишь вдоль точного направле-

ния синхронизма ϑ_0. Малейшее отступление $\Delta\vartheta$ от ϑ_0 приводит к уменьшению $l_{\text{кор}}$ (рис. 10). Вдоль направления, составляющего угол ϑ_1 с оптич. осью z: $n_2^e \neq n_1^0$, если $\vartheta_1 \neq \vartheta_0$. Реальный же пучок содержит веер лучей, расходимость к-рого тем больше, чем у́же

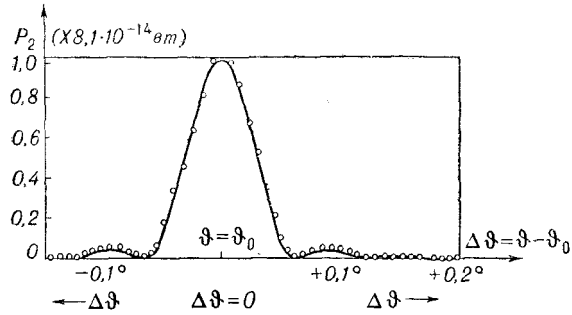


Рис. 10. Зависимость мощности второй гармоники P_2, генерируемой лучом гелий-неонового лазера ($\lambda = 1{,}15$ *мкм*) в кристалле KDP длиной $\neq l = 1{,}23$ *см*, от угла $\Delta\vartheta$ между лучом лазера ϑ и направлением синхронизма ϑ_0.

пучок. Поэтому многие лучи реального пучка, обладающего конечной расходимостью, не совпадают с направлением синхронизма, даже если ось пучка направлена точно по этому направлению (рис. 11).

Таким образом, конечная апертура и связанная с ней расходимость реального светового пучка приводят к невозможности оди-

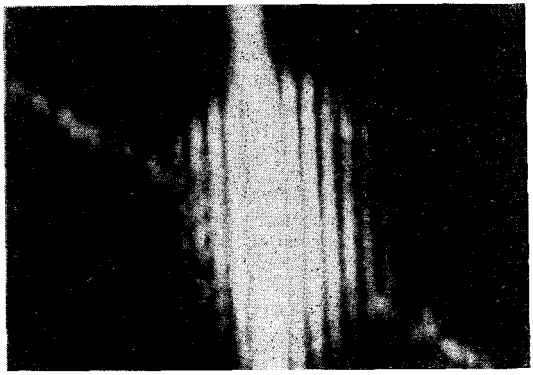


Рис. 11. Угловая структура излучения второй гармоники в кристалле KDP, генерируемой пучком рубинового лазера. Лишь центральные лучи основного излучения дают достаточно сильную вторую гармонику (яркая полоса в центре); лучи, отклоняющиеся от направления синхронизма, дают мощность второй гармоники P_2 в 10 раз меньшую (боковые полосы). Основное излучение в пределах первых шести — восьми полос постоянно по интенсивности.

накового накопления нелинейного эффекта для всех лучей; чем больше угол между лучом и направлением синхронизма, тем меньше его вклад в гармонику. Это обстоятельство чрезвычайно важно, особенно для нелазерных источников света, расходимость излучения к-рых гораздо больше, чем для лазеров.

Сильно снижает эффективность накопления нелинейного эффекта и большая ширина спектральной линии $\Delta\nu$, т. е. немонохроматичность света нелазерных источников. Направление синхронизма для разных частот составляют разные углы с оптич. осью (рис. 8 построен для строго фиксированных частот). Т. о., возможности накопления нелинейного оптич. эффекта в пространстве тесно связаны с направленностью и монохроматичностью падающего излучения.

Поэтому, хотя успехи Н. о. в первую очередь связаны с большими мощностями современных лазеров, немалую роль играют и высокие монохроматичность и направленность их излучения (см. *Лазер*, *Когерентность*).

Возможны ли ударные волны в оптике? Сильные нелинейные искажения, приводящие к формированию ударных волн (см. выше), на спектральном языке соответствуют сильному обогащению спектра волны гармониками, т. е. синхронному взаимодействию многих гармоник. Мы видели, что в оптике даже синхронное взаимодействие со второй гармоникой осуществить не так просто, не говоря уже об одновременном синхронизме с третьей, четвертой и более высокими гармониками. Поэтому такие сильные искажения формы световой волны, как это можно получить для акустич. волн в жидкостях (рис. 3), в оптике пока получить не удается. С этим связано различие задач Н. о. и нелинейной акустики; в оптике изучаются нелинейные волновые процессы в сильно диспергирующих средах, акустика же имеет дело со слабо диспергирующими средами.

Когерентные и некогерентные нелинейные оптические эффекты. Однако не для всех нелинейных оптич. эффектов дисперсия среды играет столь решающую роль, как для генерации гармоник. Процессы нелинейного поглощения, многофотонной ионизации не связаны с передачей нелинейного возбуждения от одной частицы к другой. Для них нелинейные эффекты в различных участках среды развиваются в значительной мере независимо. Поэтому все возможные нелинейные оптич. эффекты принято делить на два класса — когерентные, характер к-рых зависит от дисперсии среды, и некогерентные, нечувствительные к дисперсии среды. Последние связаны, как правило, с изменениями состояния вещества (с изменением *населенностей уровней*, с ионизацией и т. п.).

6. Параметрическая генерация света. Плавное изменение частоты лазера.

Использование нелинейных оптич. явлений в кристаллах позволяет не только преобразовать излучение лазера в излучение др. фиксированных частот (напр., оптич. умножители частоты, см. выше), но и в излучение с плавно перестраиваемой частотой. Т. о., Н. о. помогает лазерам полностью освоить оптич. диапазон, давая рецепт генерации когерентного излучения практически на любой заданной длине волны. Принцип такого преобразования заклю-

чается в следующем: пусть на нелинейную среду, поляризация к-рой P зависит от квадрата поля E^2 (см. выше), падает мощная световая волна частоты $\omega_н$ (в о л н а н а к а ч к и):

$$E_н = A_н \cos(\omega_н t - k_н z) \tag{37}$$

и одновременно две слабые волны:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad \text{и} \quad E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z)$$

с частотами ω_1, ω_2, удовлетворяющими соотношению:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_н. \tag{38}$$

Тогда, т. к. поляризация $\mathscr{P} = \varkappa E + \chi E^2$, волны на частотах ω_1 и ω_2 становятся связанными. Нелинейная поляризация на частоте ω_1 равна:

$$\mathscr{P}^{нл}(\omega_1) = \frac{\chi A_н A_2}{2} \cos[\omega_1 t - (k_н - k_2) z], \tag{39}$$

а нелинейная поляризация на частоте ω_2

$$\mathscr{P}^{нл}(\omega_2) = \frac{\chi A_н A_1}{2} \cos[\omega_2 t - (k_н - k_1) z], \tag{40}$$

т. е. за счет взаимодействия волн на частотах $\omega_н$ и ω_2 возникает переизлучение на частоте ω_1, а за счет взаимодействия волн на частотах $\omega_н$ и ω_1 — переизлучение на частоте ω_2. Взаимодействие волны нелинейной поляризации $\mathscr{P}^{нл}(\omega_1)$ со световой волной частоты ω_1 будет максимально, если сдвиг фаз между ними будет сохраняться на достаточно больших расстояниях. Согласно (39), сдвиг фаз одинаков для любых z, если:

$$k_н - k_2 = k_1. \tag{41,а}$$

Аналогичные рассуждения приводят к условию:

$$k_н - k_1 = k_2. \tag{41,б}$$

Нетрудно видеть, что условия (41, *а*) и (41, *б*) совпадают. Обычно их принято записывать в виде:

$$k_1 + k_2 = k_н. \tag{42}$$

Условие (42), так же как и условие (32), полученное для процесса генерации второй гармоники, наз. у с л о в и е м с и н х р о н и з м а. Условие (32) можно рассматривать как частный случай более общего условия (42). Действительно, полагая в (42) $k_1 = k_2 = \omega/v(\omega)$ и $k_н = 2\omega/v(2\omega)$, из (42) имеем: $v(\omega) = v(2\omega)$.

Если условие синхронизма выполнено, то энергия волны накачки передается волнам с частотами ω_1 и ω_2, а последние усиливаются в нелинейной среде. Поэтому, если нелинейный кристалл, пронизываемый волной накачки, поместить в *оптический резонатор*, т. е. между зеркалами, отражающими световые волны на частотах ω_1, ω_2, то при достаточно больших коэфф. отражения зеркал и большой мощности волны накачки в таком резонаторе возникает генерация на частотах ω_1 и ω_2. Начальные сигналы обусловлены собственными флуктуациями, неизбежно имеющими место в кристалле.

Частоты, для к-рых выполняется условие синхронизма в нелинейном кристалле, как и в случае генерации оптич. гармоник,

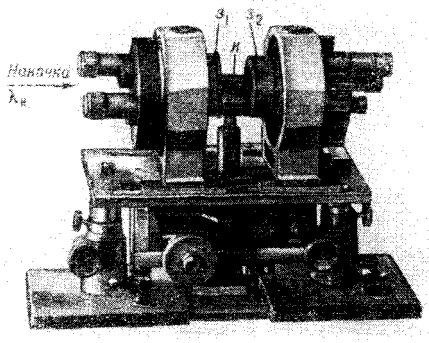


Рис. 12. Параметрический генератор света на кристалле KDP. Кристалл K вращается между зеркалами в круглых оправах ($З_1$ и $З_2$). Волна накачки $\lambda_н = 0{,}53$ *мкм* входит через левое полупрозрачное зеркало.

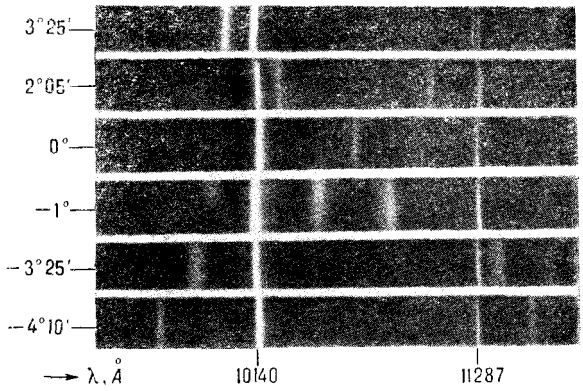


Рис. 13. Спектрограммы колебаний, возбуждаемых в параметрическом генераторе света (рис. 12) при различных положениях кристалла; 0° соответствует режиму, когда генерируемая частота вдвое меньше частоты накачки $\omega_н$. Линии с длинами волн 10140 Å и 11287 Å — опорные (реперные) линии, получаемые от ртутной лампы. Дублет с переменным расстоянием между компонентами — параметрические световые колебания.

определяются выбором направления распространения взаимодействующих волн; поэтому, вращая нелинейный кристалл в резонаторе, можно при постоянной частоте накачки $\omega_н$ (эту волну получают обычно либо от лазера, либо от его гармоник) получать

плавно перестраиваемые частоты ω_1 и ω_2 (см. рис. 6 на вклейке в конце книги).

Параметрический генератор света. Т. о., оптика получает в свое распоряжение источник когерентного света, длина волны к-рого подбирается по желанию экспериментатора. Такие генераторы уже созданы в неск. диапазонах видимого и инфракрасного спектра (рис. 12). Их наз. параметрическими генераторами света. Использование этого термина, хорошо известного радиофизикам, в данном случае имеет глубокое основание, так как принцип действия такого генератора аналогичен принципу параметрического возбуждения колебаний, широко применяемому в радиотехнике (см. *Параметрическое усиление и генерация* колебаний).

На рис. 12 приведена фотография параметрич. генератора света, в к-ром при накачке с длиной волны $\lambda_н = 0{,}53$ *мкм* (зеленая линия видимого диапазона, получаемая, как вторая гармоника лазера на неодимовом стекле) в кристалле KDP возбуждаются колебания, перестраиваемые по частоте в инфракрасном диапазоне (рис. 13). Уже созданы параметрич. генераторы света, перекрывающие диапазон от 0,65 *мкм* до 2,5 *мкм*, т. е. от видимого до далекого инфракрасного диапазона. Кпд этих генераторов, определяемый как отношение мощностей параметрических возбужденных колебаний к мощности накачки, достигает неск. %. При этом выходная мощность составляет дес. и сотни *квт* (см. *Параметрический генератор света*).

7. Вынужденное рассеяние света

С параметрич. усилением и генерацией света сходно явление вынужденного рассеяния, описанное выше. В сильном световом поле (будем называть его, как и раньше, накачкой) в нелинейной среде световые волны могут взаимодействовать не только друг с другом, но и с акустическими и молекулярными колебаниями и т. п. Поясним это на примере взаимодействия света с акустич. колебаниями.

Акустич. колебания среды, с одной стороны, модулируют проходящие через среду световые волны (спонтанное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). С др. стороны, и это имеет принципиальное значение, в сильных световых полях есть обратное воздействие световых волн на акустич. колебания. Оно связано с явлением *электрострикции* и проявляется в том, что световая волна, т. е. ее электрич. поле E, вызывает акустич. давление:

$$p = \frac{E^2}{8\pi} \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}, \qquad (43)$$

где ρ — плотность среды. Поэтому, если световое поле содержит частоты $\omega_н$ и ω_1, то в силу (43) возникают волны давления на частотах $\Omega_1 = \omega_н - \omega_1$ и $\Omega_2 = \omega + \omega_1$ (*вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна*). Волной частоты Ω_2 можно пренебречь, она очень быстро затухает. Волны же с частотами Ω_1, ω_1 и $\omega_н$ могут взаимодействовать аналогично тому, как взаимодействуют световые волны в параметрич. генераторе света:

$$\omega_н = \omega_1 + \Omega_1, \qquad (44)$$

причем это взаимодействие будет эффективным, если выполнены условия синхронизма:

$$k_{\text{н}} = k_1 + k_{\Omega}. \qquad (45)$$

При достаточно больших мощностях накачки нелинейная среда может стать параметрич. генератором звука со световой накачкой. С помощью лазеров удается возбуждать мощные (до 10 *квт*) звуковые колебания с частотами до 10^{-9} *гц* во многих жидкостях и в твердых телах.

Аналогично объясняется и *вынужденное комбинационное рассеяние*. Общим для всех видов вынужденного рассеяния света является следующее: 1) сильное световое поле за счет нелинейности среды возбуждает в ней интенсивные когерентные внутренние колебания (акустич. волны, молекулярные колебания и т. п.); 2) когерентные колебания приводят к рассеянию световой волны, поэтому резко возрастает интенсивность рассеянных компонент. Оба эти процесса (воздействие света на среду и среды на свет) идут одновременно — возникают связанные между собой «двусторонне» (в отличие от «односторонней» связи при спонтанном рассеянии) световые волны и когерентные внутренние колебания среды.

Механизм вынужденного рассеяния лежит в основе многих, различных на первый взгляд, но весьма близких по существу явлений Н. о. Делаются попытки обнаружить вынужденное рассеяние на *плазменных волнах*, на спиновых волнах в магнитных материалах и т. п. Можно надеяться, что эти исследования существенно расширят экспериментальные методы изучения взаимодействия света с веществом.

8. Самофокусировка света

Физические причины этого эффекта заключаются в изменении показателя преломления среды в сильном световом поле. Ранее нами было показано, что в выражении для показателя преломления n появляется поправка $n = n_0 + n_2 E^2$, где $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$. Физ. причины появления нелинейной добавки к показателю преломления не исчерпываются нелинейным откликом оптич. электрона. Важную роль может играть также и электрострикция: в нелинейной среде световая волна приводит к появлению постоянного давления [ф-ла (43)], а следовательно, к изменению плотности и связанного с ним показателя преломления. В жидкостях с полярными молекулами нелинейная добавка к показателю преломления может быть связана с ориентацией молекул в электрич. поле световой волны. Это явление наз. высокочастотным эффектом Керра (см. *Керра эффект*). Сильным высокочастотным эффектом Керра обладают такие жидкости, как нитробензол и сероуглерод. Весьма наглядной и важной причиной изменения показателя преломления является нагрев среды лучом.

В поле ограниченного интенсивного светового пучка первоначально однородная среда в силу ф-лы (26) становится оптически неоднородной; показатель преломления среды определяется теперь распределением интенсивности распространяющейся волны. Это приводит к явлению нелинейной рефракции. Рассмотрим основные ее особенности. Очевидно характер нелинейной рефракции определяется знаком нелинейной добавки $n_2 E^2$. В среде

с $n_2 > 0$ (такой знак имеет место обычно при высокочастотном эффекте Керра, при электрострикции в поле интенсивной световой волны, а иногда и за счет нагрева среды в световом поле, см. *Лазерное излучение*) области макс. интенсивности света являются одновременно и наиболее оптически плотными. В этом случае нелинейная рефракция должна приводить к самофокусировке, т. к. периферийные лучи отклоняются в область, где поле максимально.

Чрезвычайно важным обстоятельством, выделяющим эффект самофокусировки среди др. нелинейных оптич. процессов, является его «лавинный» характер. Действительно, даже слабое увеличение интенсивности в нек-ром участке светового пучка приводит в среде с $n_2 > 0$ к концентрации лучей в этой области, а следовательно, и к дополнительному возрастанию интенсивности; последнее усиливает эффект нелинейной рефракции и т. д.

В линейной оптике нарастанию поля в фокальных точках оптич. систем препятствует дифракция. Аналогичную роль играет она и в явлении самофокусировки, однако здесь, как мы убедимся ниже, дифракционные эффекты далеко не всегда могут скомпенсировать нелинейную рефракцию.

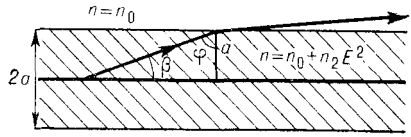


Рис. 14. Цилиндрический пучок света с диаметром сечения $2a$ распространяется в нелинейной среде без расходимости (самоканализирующийся пучок). Область, занятая пучком, заштрихована.

Условия самофокусировки. Анализ основных закономерностей, связанных с самофокусировкой, можно дать, рассматривая поведение световых лучей параллельного пучка. Пусть в нелинейной среде с $n_2 > 0$ распространяется цилиндрический пучок радиуса a (рис. 14). Тогда вне пучка показатель преломления $n = n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$, а внутри пучка: $n = n_0 + n_2E^2$. Лучи, падающие на границу пучка изнутри, совершают переход из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную; следовательно, при достаточно больших углах φ для них возможен эффект полного внутреннего отражения. Критич. угол соответствует лучу, угол наклона β_0 к-рого к оси пучка равен:

$$\beta_0 = \arccos \frac{n_0}{n_0 + n_2E^2}. \qquad (46)$$

Лучи с $\beta > \beta_0$ отклоняются от оси пучка, лучи с $\beta < \beta_0$ отклоняются к оси пучка. В пучке, фронт к-рого (поверхность равной фазы) на входе в нелинейную среду является плоским, угол β определяется дифракцией:

$$\beta_д = \frac{0{,}61\lambda_0}{n_0 2a}. \qquad (47)$$

Относительный вклад нелинейной рефракции и дифракции в поведение такого пучка можно оценить, сравнивая углы β_0 и $\beta_д$. а) При $\beta_0 < \beta_д$ пучок расплывается, однако темп дифракционного расплывания меньше, нежели в линейной среде. б) При $\beta_0 = \beta_д$ нелинейная рефракция полностью компенсирует дифракционное расплывание; размеры и форма пучка остаются неизменными при распростране-

нии его в нелинейной среде. Пучок создает для себя своеобразный оптический волновод, по к-рому распространяется без расходимости. Этот режим наз. режимом самоканализации волнового пучка. Пользуясь (46) и (47), нетрудно убедиться, что условие (46) накладывает требование лишь на полную мощность пучка и величину нелинейности среды. Действительно, из (46) следует выражение для критич. мощности самоканализирующегося пучка:

$$\frac{\beta_д^2}{2} = \frac{n_2 E_{кр}^2}{n_0}; \quad P_{кр} = \frac{\lambda_0^2 c\,(1{,}22)^2}{256 n_2}. \tag{48}$$

в) При $\beta_0 > \beta_д$ и, следовательно, при $P > P_{кр}$ лучи отклоняются к оси пучка — происходит самофокусировка. В этом случае нелинейная среда действует как собирающая линза (рис. 15). Ее фокусное расстояние нетрудно оценить, пользуясь ф-лой (48). Вводя дифракционную длину $R_д = \frac{k a^2}{2} \approx \frac{a}{\beta_д}$, получаем из (48), что условие $\beta_0 = \beta_д$ эквивалентно условию

$$R_д = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{n_0}{n_2 E^2}} \equiv R_{нл}. \tag{49}$$

Величина $R_{нл}$, имеющая размерность длины, может быть названа эффективной длиной самофокусировки. Действительно, дифракционную расходимость можно трактовать как результат действия расфокусирующей линзы с фокусным расстоянием $R_д$. Тогда равенство $R_{нл} = R_д$ соответствует обращению фокусного расстояния системы двух линз в бесконечность: $\frac{1}{Z_ф} = \frac{1}{R_{нл}} - \frac{1}{R_д}$. В пучках большой (сверхкритической) мощности, т. е. с $P > P_{кр}$, можно считать с достаточной степенью точности, что $Z_ф = R_{нл}$ ($R_{нл} \gg R_д$, и дифракционные эффекты почти не проявляются, рис. 15).

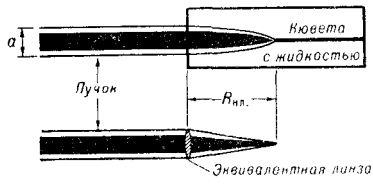


Рис. 15. Самофокусировка в жидкости светового пучка с мощностью, превышающей критическую. Ограниченный цилиндрический пучок радиуса a «сверхкритической» мощности $P > P_{кр}$ с плоским фронтом самофокусируется в среде с $n_2 > 0$ на расстоянии $R_{нл} = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{n_0}{n_2 E^2}}$. Нелинейная среда эквивалентна собирающей линзе с фокусным расстоянием $R_{нл}$.

Экспериментальные исследования нелинейной рефракции и самофокусировки. На важную роль нелинейной рефракции при распространении интенсивного электромагнитного излучения в среде и на возможность явления самофокусировки впервые указал Г. Аскарьян (СССР) в 1962 г. В 1964 г. американские физики Р. Чиао, Е. Гармайр и Ч. Таунс рассмотрели задачу о самоканализации светового пучка лазера в нелинейной среде.

Экспериментальные исследования, выполненные в последующие годы, показали, что критич. мощности, при к-рых наблюдается самофокусировка, относительно невысоки (в сероуглероде $P_{кр} =$

$= 10$ *квт*; в нек-рых сортах оптич. стекла $P_{кр} = 1$ *вт*), так что эффект можно наблюдать не только в мощных пучках импульсных лазеров, но и в малоинтенсивных пучках лазеров непрерывного действия.

Один из интереснейших экспериментальных фактов, зарегистрированных при исследовании самофокусировки излучения импульсных лазеров в органич. жидкостях — обнаружение короткоживущих (время жизни $10^{-9} — 10^{-10}$ *сек*) узких (поперечный размер $\sim \lambda$) областей весьма сильного светового поля, достигающего величины 10^7 *в/см* (с в е т о в ы х н и т е й). В световых нитях наблюдаются новые явления. Лазерный пучок самофокусируется не в одну нить, а разбивается на множество нитей.

В разное время выдвигались различные гипотезы, касающиеся их происхождения. Важный шаг был сделан А. М. Прохоровым, В. Н. Луговым и сотр., проанализировавшими динамику самофокусировки реального лазерного импульса. Они обратили внимание на то, что при самофокусировке лазерных импульсов нелинейная среда работает как линза с изменяющимися во времени фокусными расстояниями. Быстрое движение фокусов (скорости могут достигать 10^8 *см/сек* — что-либо подобное в линейной оптике представить себе трудно) в сочетании с аберрациями «нелинейной линзы» способно объяснить многие неясности, в частности природу «световых нитей».

Изучение самофокусировки света — одна из актуальнейших проблем Н. о. Возможно, что изучение этого эффекта приведет к созданию методов передачи световой энергии. Может быть на этом пути будут выявлены новые особенности поведения вещества в сильных световых полях. Ответ на эти вопросы — дело ближайшего будущего.

9. Заключение

В статье сделана попытка ввести читателя в круг идей современной Н. о. Поэтому перечень и рассмотрение нелинейных оптич. явлений не могут претендовать на полноту, за пределами статьи остались многие важные нелинейные оптич. эффекты; разумеется, и рассмотрение вопросов, затронутых в статье, далеко от полноты. Не затронут вопрос об использовании нелинейных оптич. эффектов в лазерной технике. Здесь чрезвычайно интересны опыты по двухфотонной накачке лазеров (см. *Полупроводниковый лазер*, *Лазер с двухфотонным возбуждением*), впервые проведенные в СССР Н. Г. Басовым с сотр. и А. М. Прохоровым с сотр. Интересно, что именно нелинейные оптич. эффекты, в частности нелинейное поглощение, ограничивают, по-видимому, предельную мощность лазеров (на это указали А. М. Прохоров и Ф. В. Бункин).

Н. о. и по сей день переживает период быстрого развития как вширь, так и вглубь. Наблюдение сильных нелинейных эффектов в далекой инфракрасной области, получение сверхкоротких световых импульсов при вынужденном рассеянии, эксперименты по нелинейной магнитооптике, изучение нелинейных свойств оптически активных сред (в к-рых происходит вращение плоскости поляризации), создание эффективных параметрич. генераторов и умножителей непрерывного действия — вот далеко не полный перечень новых результатов и новых направлений исследований, возникших

в Н. о. в самое последнее время. Разумеется, и многие более «старые» направления исследования продолжают также усиленно развиваться.

Н. о. — область физики, возникшая на стыке оптики и радиофизики и развивавшаяся благодаря совместной работе представителей обеих этих наук. Хотя далеко не всегда возможно выделить в ней специфически радиофизические и оптич. вопросы, попробуем все же посмотреть на Н. о. глазами физика-оптика и радиофизика (или радиоинженера). Оптик видит в Н. о. возможность существенно расширить пределы представлений о взаимодействии света с веществом. Продвижению вверх по шкале интенсивности позволяет ему получить новую информацию об оптич. характеристиках вещества и, что особенно интересно, изучить поведение вещества в к р и т и ч е с к и х условиях сверхсильных световых полей. Здесь особенно перспективно использование для изучения вещества генераторов света, получаемых средствами самой Н. о. (см. выше). Они позволяют пройти по шкале интенсивностей и в тех диапазонах частот, где создание лазеров затруднительно. Т. о., г е н е р а т о р ы о п т и ч. г а р м о н и к и п а р а м е т р и ч. г е н е р а т о р ы с в е т а (а они сейчас работают и в видимом, и в ультрафиолетовом, и в инфракрасном диапазонах) позволяют двигаться одновременно по обеим шкалам — шкале длин волн и шкале интенсивностей (см. рис. 7 на вклейке в конце книги).

Для радиофизика, интересующегося связью, локацией и др. традиционно радиофизич. проблемами, Н. о. — это по существу н е л и н е й н а я р а д и о т е х н и к а о п т и ч. д и а п а з о н а. Умножение частоты, детектирование, параметрич. усиление и генерация — все эти явления, хорошо освоенные в радиодиапазоне, и перенесение их в оптику (ведь волны — те же самые, электромагнитные) представляется ему вполне естественным (правда, здесь гораздо чаще, чем в радиодиапазоне, приходится сталкиваться с «чистой» физикой). При этом возникает целая серия проблем, примыкающих уже к технике: повышение кпд умножителей частоты, расширение диапазона параметрич. генераторов, создание эффективных преобразователей частоты инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов, проблемы н а д е ж н о с т и и п р о ч н о с т и нелинейных кристаллов и т. п. Это, по-видимому, один из важных практич. выходов Н. о. Темп развития этой науки таков, что уже через четыре года после открытия первых нелинейных оптич. эффектов с полным основанием можно было говорить об их практич. применении. Можно ожидать, что в ближайшие годы Н. о. придет к новым важным результатам и в области «чистой» физики и в области практич. приложений квантовой электроники.

Лит.: 1) А х м а н о в С. А., Х о х л о в Р. В., *Проблемы нелинейной оптики*, М., 1964; 2) Б л о м б е р г е н Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; 3) К л и м о н т о в и ч Ю. Л., Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, М., 1966.

С. А. Ахманов.

II. ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

А

АКТИВНАЯ СРЕДА (активное вещество) — вещество, в к-ром осуществлена инверсия населенностей, в результате чего может быть получено усиление электромагнитных волн, в отличие от обычной «пассивной» среды, поглощающей электромагнитные волны. См. *Квантовая электроника*, 3, 4.

АКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ — рабочее вещество в квантовых усилителях или генераторах. См. *Квантовая электроника*, 3, 4.

АКЦЕПТОРЫ 1) В полупроводниках — дефекты кристаллич. решетки (нарушение периодичности решетки, напр. из-за отсутствия или смещения отдельных атомов, из-за наличия избыточных или посторонних — примесных атомов и т. п.), приводящие к появлению дополнительных положительных свободных частиц — т. н. дырок проводимости, являющихся носителями электрич. тока. Подробнее см *Полупроводники*. 2) В люминофорах — активные центры, обычно ионы, принимающие энергию возбуждения от др. активных центров (доноров). См. *Люминесценция*.

АНИЗОТРОПНАЯ СРЕДА (в оптике) — среда, оптич. свойства к-рой (напр., скорость распространения света и коэф. преломления) зависят от направления. В А. с. коэф. преломления зависит от *поляризации* световой волны. Это приводит к явлению *двойного лучепреломления*. А. с. является большинство кристаллов и нек-рые жидкости, помещенные в электрич. поле (см. *Керра эффект*) или магнитное поле. А. с. является также плазма, помещенная в магнитное поле.

АТОМНАЯ СЕКУНДА — интервал времени, равный 9 192 631 770 периодам колебаний цезиевого *эталона частоты*. См. *Квантовые стандарты частоты*, 2; *Квантовые часы*.

АТОМНОЕ ВРЕМЯ — система отсчета времени, основанная на *атомной секунде*.

АТОМНЫЕ ПУЧКИ — см. *Молекулярные и атомные пучки*.

АТОМНЫЕ ЧАСЫ — часы, ход к-рых контролируется атомным стандартом частоты. Впервые этим термином были названы часы, ход к-рых определялся частотой спектральной линии молекул аммиака NH_3 (а не атомов). Основной элемент А. ч. (*репер частоты*) является по существу *радиоспектроскопом*, позволяющим наблюдать спектральную линию, избранную в качестве опорной. См. *Квантовые стандарты частоты*, *Квантовые часы*.

АТОМНЫЙ ГЕНЕРАТОР — квантовый генератор, в к-ром рабочим веществом является атомный газ или атомный пучок (см. *Квантовые стандарты частоты*, 4).

АТОМНЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ — стандарт частоты, использующий в качестве *репера частоты* спектральную линию атомов, в частности атомов цезия или водорода (см. *Квантовые стандарты частоты*, 2, 3).

Б

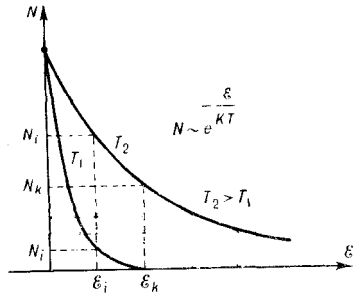
БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД — переход микросистемы (атома, молекулы и др.) с одного уровня энергии на другой, не сопровождающийся испусканием, поглощением или рассеянием фотона. См. *Квантовый переход*, *Релаксационный переход*.

БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ — универсальная физ. постоянная, равная отношению газовой постоянной R ($R = \frac{pV}{T}$, где p — давление, V — объем, T — темп-ра идеального газа), к числу Авогадро N_a [число молекул в грамм-молекуле любого вещества $N_a = (6{,}02486 \pm 0{,}00016) \cdot 10^{23}$]. Б. п. равна: $k = R/N_a = (1{,}38054 \pm 0{,}00018) \cdot 10^{-16}$ *эрг/град* $= (8{,}6167 \pm 0{,}0004)^{-5}$ *эв/град*. Б. п. входит во все ф-лы, описывающие распределения микрочастиц (электронов, атомов, молекул) по энергиям. См. *Больцмана распределение*, *Ферми распределение*.

БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — закон, определяющий распределение вероятностей различных энергетич. состояний атомов или молекул вещества, находящегося в состоянии теплового равновесия при данной температуре. В частности, Б. р. описывает и соотношение между *населенностями* уровней энергии атомов или молекул (рис.):

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{\frac{-(\mathscr{E}_m - \mathscr{E})_n}{kT}}.$$

Здесь N_m, N_n и $\mathscr{E}_m$, $\mathscr{E}_n$ — населенности и энергии m-го и n-го уровней, k — Больцмана постоянная, T — темп-ра вещества в К. Ф-ла справедлива в тех случаях, когда каждому возможному значению энергии соответствует единственно возможное состояние частицы. Однако в ряде случаев различные состояния частиц могут обладать одинаковой энергией (вырожденные уровни). Число уровней с одной и той же энергией наз. кратностью вырождения состояния с данной энергией (см. *Уровни энергии*). Для вырожденных уровней в правую часть Б. р. вводится множитель, равный отношению g_m/g_n, где g_m и g_n — кратности вырождения m-го и n-го уровней.



Распределение Больцмана для темп-р T_1 и $T_2 > T_1$; $\mathscr{E}$ — энергия, N — населенность уровней энергии.

Из ф-лы следует, что при любой конечной темп-ре населенность уровня с большей энергией всегда меньше, чем населенность уровня с меньшей энергией (рис.). При $T = 0$ все частицы скапливаются на нижнем уровне. При $T \to \infty$ населенности уровней с разными энергиями выравниваются. Т. о., изменение темп-ры вещества в пределах от 0 до ∞ не может привести к *инверсии населенностей*

уровней, необходимой для создания квантовых генераторов и усилителей (см. *Квантовая электроника*, 4).

Из этого следует важный вывод: совокупность атомов или молекул, подчиняющаяся Б. р., в целом может либо поглощать внешнее излучение на частоте перехода $\nu = \frac{\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n}{h}$ (h — Планка постоянная), либо быть для него прозрачной. Поэтому создание условий, при к-рых Б. р. нарушается настолько, что возникает инверсия населенностей для данной пары уровней, является одной из основных задач квантовой электроники.

Распределение микрочастиц по состояниям, строго говоря, описывается в соответствии с квантовой статистикой распределением Бозе — Эйнштейна для частиц с целым *спином* или распределением Ферми — Дирака для частиц с полуцелым спином (см. *Ферми распределение*). Для условий же, в к-рых обычно работают квантовые приборы, оба этих распределения упрощаются и переходят в классическое Б. р. *В. В. Григорьянц.*

БОРОВСКИЕ ОРБИТЫ — круговые или эллиптич. траектории, по к-рым, согласно первой теории атома Н. Бора, движутся электроны в атоме. Радиус 1-й (ближайшей к ядру) Б. о. в атоме водорода $a = 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ *см*, радиус 2-й орбиты в 4 раза больше.

С современной точки зрения, Б. о. утратили первоначальный смысл, т. к. согласно квантовой механике движение электрона в атоме нельзя рассматривать как движение по траектории. Б. о. характеризуют области пространства, где вероятность обнаружения электрона максимальна.

БРЮСТЕРА ЗАКОН. При падении светового луча на поверхность среды под углом $i = \varphi_B = \operatorname{arctg} n$ (угол Брюстера), где n — показатель преломления среды, отраженный свет полностью линейно поляризован (см. *Поляризация*). При этом электрич. вектор E в отраженном свете направлен перпендикулярно плоскости падения (рис. 1).

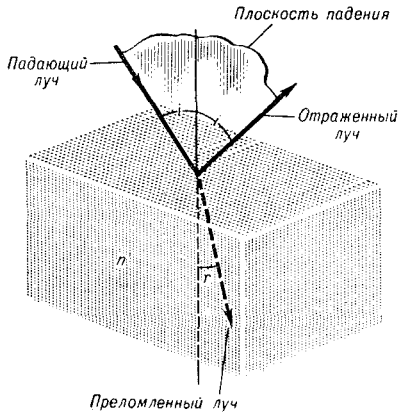


Рис. 1. Падение светового луча на поверхность среды с показателем преломления n; i — угол падения, r — угол преломления.

Для понимания Б. з. рассмотрим, как происходит отражение света на границе среды. Электрич. поле падающей световой волны

$E = E_0 \cos \omega t$, проникая в вещество, раскачивает электроны атомов и молекул с частотой поля ω. Электроны колеблются лишь вдоль направления вектора E падающей волны, т. к. действующая на них сила $F = eE$ (e — заряд электрона). Колеблющиеся электроны

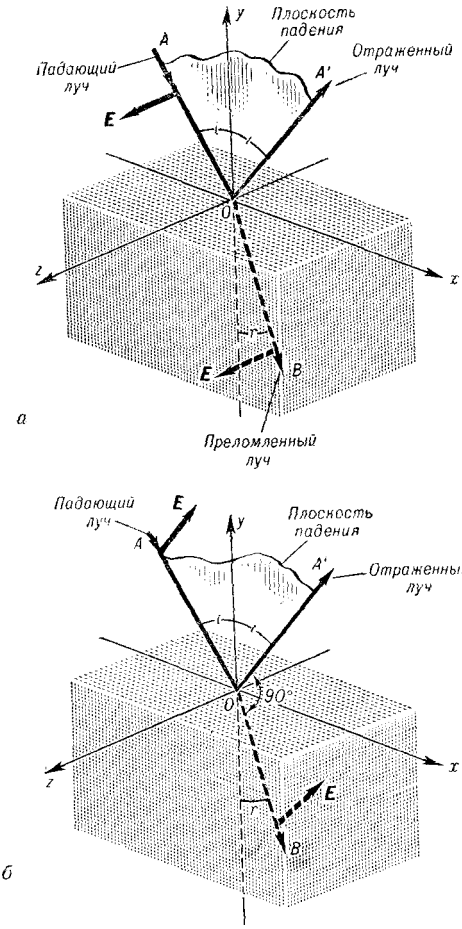


Рис. 2: *а* — падающий луч поляризован вдоль oz; вектор E перпендикулярен плоскости xoy; излучение электронов максимально в плоскости xoy и отсутствует вдоль oz; *б* — вектор E лежит в плоскости xoy.

являются источниками вторичного излучения. Интенсивность излучения колеблющегося электрона максимальна в плоскости xoy, перпендикулярной направлению его движения, и равна нулю вдоль него. Рассмотрим два случая: на поверхность падает луч, поляризованный перпендикулярно плоскости падения xoy (рис. 2, *а*), и парал-

лельно ей (рис. 2, б). В первом случае электроны вещества переизлучают в плоскости хоу, т. е. в направлении отраженного луча A′. Во втором случае электроны колеблются в плоскости хоу. Если при этом направление их движения совпадает с направлением отраженного луча A′, то интенсивность отраженного луча равняется нулю. Следовательно, при угле падения i, при к-ром отраженный луч параллелен вектору E, отражается только свет, поляризованный перпендикулярно плоскости падения. Этот угол и является углом Брюстера. Он определяется из равенства, связывающего углы падения i и преломления r: $\sin i = n \sin r$, и условия: $r + 90° + i = 180°$.

Т. о., при падении на границу раздела двух сред естественного неполяризованного света под углом $i = \varphi_B = \operatorname{arctg} n$ отраженный свет полностью поляризован. Т. к. показатель преломления n зависит от частоты (*дисперсия*), то угол Брюстера различен для разных частот (или длин волн). Поэтому немонохроматич. свет не может быть полностью поляризован.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Помье Р. В., Введение в оптику, пер. с нем., М. — Л., 1947; 3) Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965.

И. А. Полуэктов, Э. М. Беленов.

В

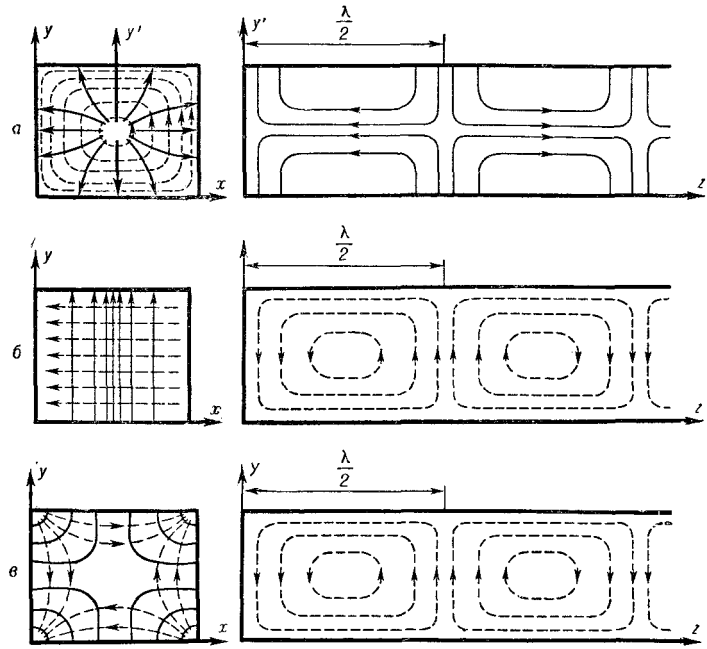
ВЕРОЯТНОСТЬ ПЕРЕХОДА в единицу времени — величина, характеризующая скорость *квантового перехода* системы (атома, молекулы и т. п.) из одного энергетич. состояния в другое.

ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ — электрич. поле, создаваемое кристаллич. решеткой и действующее на атом или ион, находящийся внутри кристалла. Подробнее см. *Квантовый усилитель*, 1, 2.

ВОЗБУЖДЕНИЕ — процесс, переводящий систему (атом, молекулу, вещество) из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией.

ВОЗБУЖДЕННЫЙ УРОВЕНЬ — уровень энергии атома, молекулы, твердого тела, для к-рого энергия системы превышает наименьшее возможное значение. См. *Уровни энергии*.

ВОЛНОВОД (радиоволновод) — металлич. труба или диэлектрич. стержень (с поперечным сечением произвольной фор-



Простейшие волны в прямоугольном волноводе; оси x и y лежат в плоскости сечения волновода; ось z — направлена по длине волновода, *а* — волна E_{11}, *б* — волна H_{10}, *в* — волна H_{11}; сплошные линии — силовые линии электрич. поля; пунктир — силовые линии магнитного поля. Структура поля волн E_{mn}, H_{mn}, H_{m0} является многократным (m-кратным по оси x и n-кратным по оси y) повторением структуры поля простейших волн E_{11}, H_{11} и H_{10}.

мы), внутри к-рой могут распространяться электромагнитные волны СВЧ. На практике обычно применяются прямоугольные или цилиндрич. волноводы.

В волноводах могут распространяться лишь волны, у к-рых электромагнитное поле имеет определенную структуру: магнитные силовые линии — замкнутые кривые, похожие на окружность, эллипс или прямоугольник со скругленными углами; электрические же силовые линии нормальны к стенкам В. В электромагнитной волне, распространяющейся в В. (в отличие от волны в свободном пространстве), лишь одно из полей (электрическое или магнитное) может быть чисто поперечным, т. е. перпендикулярным направлению распространения волны. Соответственно этому различают магнитные *H*- и электрические *E*-волны.

В В. могут распространяться различные электрические и магнитные волны, напр. E_{mn} или H_{mn} (см. рис.). В прямоугольном В. они отличаются числом полуволн первичной волны, укладывающихся вдоль сторон поперечного сечения. В цилиндрич. В. *m* и *n* — числа полуволн, укладывающихся вдоль диаметра и длины окружности сечения. Магнитная волна H_{01} в этом В. обладает уникальным свойством: она возбуждает в стенках В. только поперечные электрич. токи, вследствие чего ее затухание падает с ростом частоты. Эта волна может переносить электромагнитную энергию с малыми потерями на большие расстояния.

В В. могут распространяться волны лишь определенных частот, превышающих нек-рую критич. частоту, определяемую поперечными размерами В. и структурой волн. В. обычно применяются для передачи волн длиной от 0,2 до 50 *см*. Закороченные отрезки В. часто служат *объемными резонаторами*.

Лит.: Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957.

В. И. Зубков.

ВОЛНОВОЕ ЧИСЛО — число длин волн, укладывающихся вдоль расстояния в 2π ед. длины.

ВОЛНОВОЙ ВЕКТОР — вектор $\boldsymbol{k}$, указывающий направление распространения волны; величина В. в. равна $2\pi/\lambda$ (волновое число), где λ — длина волны.

ВОЛНОВОЙ ФРОНТ — поверхность, на к-рой фаза волны одинакова. В зависимости от формы В. ф. различают плоские волны (параллельный пучок лучей; В. ф. — плоскость, перпендикулярная направлению лучей), сферические (пучок лучей, расходящийся от точечного источника; В. ф. — сфера с центром в источнике) и др. В. ф. световой волны, рассеянной к.-л. объектом, определяется амплитудными и фазовыми соотношениями волн, идущих от разных точек освещенного объекта.

ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ — поворот плоскости *поляризации* электромагнитных волн в результате их распространения в оптически анизотропном веществе. См. *Двойное лучепреломление*, *Ферриты*, *Фарадея эффект*.

ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ колебаний и волн характеризует постоянство (или определенный закон изменения) во времени их основных характеристик (амплитуды, частоты, фазы). В. к. определяет, в частности, наибольшее запаздывание, при к-ром еще наблюдается *интерференция* двух волн, полученных расщеплением излучения источника, напр. при отражении. См. *Монохроматичность*, *Когерентность*.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ на уровне — средняя продолжительность пребывания атома, молекулы или др. квантовой системы в состоянии с определенной энергией. В. ж. обратно вероятности *квантовых переходов* с этого уровня энергии на другие уровни.

ВРЕМЯ КОГЕРЕНТНОСТИ — наибольший временно́й интервал, в течение к-рого сохраняется постоянство (или закономерная связь) характеристик колебания (амплитуды, частоты, фазы). Чем больше В. к., тем ближе колебание к гармоническому. См. *Когерентность*.

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (индуцированное излучение) — излучение атомов и молекул под действием внешнего электромагнитного поля (излучения). В. и. было предсказано А. Эйнштейном еще в 1918 г. В то время было известно, что атомы и молекулы, способные поглощать электромагнитное излучение к.-л. частот, могут самопроизвольно (спонтанно) испускать такое же излучение (закон Кирхгофа). Причина спонтанного излучения — самопроизвольное возвращение атома из возбужденного (верхнего) в более устойчивое нижнее энергетич. состояние (см. *Уровни энергии*). Однако, как показал Эйнштейн, процессы поглощения и самопроизвольного испускания не могут объяснить существование теплового равновесия между системой частиц и электромагнитным излучением. Ведь самопроизвольное испускание фотона с переходом атома из верхнего энергетич. уровня на нижний происходит по законам случая с вероятностью, определяемой только внутренними свойствами атома (см. *Квантовый переход*). В противоположность этому, вероятность поглощения фотона зависит не только от свойств атома, но и от действующего на него электромагнитного излучения.

Несмотря на это различие между закономерностями самопроизвольного испускания и поглощения фотонов, равновесие между атомами и электромагнитным излучением все же существует. Отсюда Эйнштейн заключил, что должен существовать еще один механизм испускания фотонов, вероятность к-рого также зависит не только от свойств атома, но и от внешнего электромагнитного излучения. Он назвал этот еще не наблюдавшийся в то время процесс вынужденным испусканием или вынужденным излучением.

Простой расчет показывает, что при взаимодействии атома с электромагнитным излучением вероятность В. и. в точности равна вероятности поглощения. Это означает, что атом, находящийся на верхнем уровне $\mathscr{E}_2$, под действием электромагнитного поля испустит фотон с энергией $h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ за то же время, за к-рое такой же атом, находящийся на нижнем уровне $\mathscr{E}_1$, поглотит из этого же поля точно такой же фотон. Как и при всех квантовых процессах, здесь *речь идет не о точных значениях времени, а о наиболее вероятных* промежутках времени.

Эйнштейн получил этот важнейший результат без привлечения квантовой теории из чисто термодинамич. соображений, но он полностью применим и для квантовых систем.

Важное свойство В. и. состоит в том, что оно ничем не отличается от вынуждающего излучения. Совпадают все характеристики — частота, *поляризация*, направление распространения и фаза. Благодаря этому В. и. может привести к усилению внешней электро-

магнитной волны. Поэтому иногда вынужденное испускание наз. отрицательным поглощением.

Лит. см. при ст. *Квантовый переход*, *Квантовая электроника*.

М. Е. Жаботинский.

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ (ВКР) — рассеяние света большой интенсивности в *нелинейной среде*, при к-ром возбуждаются когерентные колебания молекул (см. *Когерентность*) и рассеянная световая волна имеет частоту ω', к-рая меньше частоты падающего света ω на частоту молекулярных колебаний. С квантовой точки зрения, при ВКР один фотон падающего света с энергией $\hbar\omega$ ($\hbar$ — Планка постоянная) поглощается молекулой, а другой фотон с энергией $\hbar\omega'$ испускается (ω' наз. стоксовой частотой). Энергия, равная $\hbar(\omega - \omega')$, поглощается веществом, за счет чего возбуждаются собственные колебания молекул на частоте Ω.

С классич. точки зрения, явление ВКР можно трактовать как параметрический процесс, при к-ром за счет энергии падающей волны возбуждаются «волна» молекулярных колебаний и световая волна стоксовой частоты. При ВКР, кроме стоксовой волны, может возбуждаться антистоксова волна с частотой: $\omega + \Omega$, а в общем случае могут возбуждаться частоты более высоких порядков: $\omega \pm n\Omega$ ($n = 2, 3\ldots$) (см. *Параметрический генератор света*, *Нелинейная оптика* 1,7). ВКР возникает лишь при достаточно большой интенсивности падающего света. При малых интенсивностях падающей волны происходит самопроизвольное (спонтанное) *комбинационное рассеяние*, когда тепловые колебания молекул происходят хаотически (некогерентно).

А. П. Сухоруков.

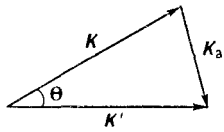
ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА (ВРМБ) — рассеяние света большой интенсивности в *нелинейной среде*, при к-ром происходит возбуждение когерентных акустич. колебаний (см. *Когерентность*), а рассеянная световая волна, имеет частоту ω', меньшую частоты падающей волны ω на частоту акустических колебаний Ω_a; ω' наз. стоксовой частотой.

Под действием электрич. поля E световой волны в среде из-за явления *электрострикции* возникает смещение частиц и избыточное давление p_a, пропорциональное E^2. Это избыточное давление, достигающее в поле лазерного луча дес. тыс. атмосфер, вызывает большие изменения плотности вещества, в результате чего изменяется показатель преломления среды n. Возникает акустич. волна давления (гиперзвук. частота — 10^{10} *гц*), изменяющая показатель преломления n по закону бегущей волны. Переменный показатель преломления образует в среде как бы *дифракционную решетку*, на к-рой и происходит рассеяние световой волны.

Т. к. акустич. частота $\Omega_a \ll \omega$, то треугольник, образованный *волновыми векторами* трех волн — падающей k, рассеянной k' и акустической k_a, почти равнобедренный (рис.). Если рассеянная волна наблюдается под углом θ, то $k_a = 2k \sin\frac{\theta}{2}$, и следовательно, частота акустич. волны, на к-рой происходит рассеяние света частоты ω под углом θ, зависит от угла наблюдения:

$$\Omega_a = 2k v_a \sin\frac{\theta}{2},$$

где v_a — скорость звука ($\sim 10^5$ *см/сек*). Наибольший сдвиг частоты происходит при рассеянии назад ($\Theta = \pi$), при этом $\Omega_a = 10^{10}$ *гц*. В спектре рассеянного света могут возникнуть также антистоксова волна с частотой $\omega \mp \Omega_a$ и компоненты более высоких порядков $\omega \pm n\omega_a$ ($n = 2,3$ ...).



При вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна волновые векторы падающей световой волны k, рассеянной волны k' и возбужденной акустической волны k_a образуют треугольник.

В.р.М.-Б. возбуждается лишь при достаточно большой интенсивности световой волны. При малых интенсивностях света имеет место самопроизвольное (спонтанное) *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* на акустич. волнах, возникающих за счет тепловых движений среды (см. *Нелинейная оптика* I,7).

Лит. см. при ст. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*, *Нелинейная оптика*.

А. П. Сухоруков.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света в нелинейной среде, обусловленное тем, что сильное световое поле возбуждает в среде интенсивные к о г е р е н т н ы е (согласованные, см. *Когерентность*) внутренние колебания, к-рые, в свою очередь, приводят к когерентности рассеянного света (см. *Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна*, *Вынужденное комбинационное рассеяние*).

ВЫНУЖДЕННЫЙ ПЕРЕХОД (и н д у ц и р о в а н н ы й п е р е х о д) — *квантовый переход* атома, молекулы, кристалла с одного *уровня энергии* на другой под действием внешнего электромагнитного поля (излучения).

ВЫРОЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ — различные устойчивые состояния атомов, молекул и др. квантовых систем (различающиеся к.-л. квантовым числом), но соответствующие одному и тому же значению энергии системы, т. е. одному уровню энергии, к-рый также наз. в ы р о ж д е н н ы м. Число состояний, соответствующих данному уровню энергии, наз. с т е п е н ь ю (к р а т н о с т ь ю) в ы р о ж д е н и я или с т а т и с т и ч е с к и м в е с о м (см. *Уровни энергии*).

Вырожденный уровень энергии $\mathcal{E}_i$ может расщепляться на подуровни при воздействии электрических (см. *Штарка эффект*) или магнитных (см. *Зеемана эффект*) полей. При этом число состояний не изменяется, но они соответствуют уже различным значениям энергии — подуровням, на к-рые расщепился данный уровень. Это явление наз. снятием вырождения, частичным или полным.

Г

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР — *лазер*, в к-ром *активной средой* является газ или смесь газов. Первый Г. л. был создан вслед за рубиновым лазером в конце 1960 г. в США А. Джаваном, В. Беннетом и Д. Эрриотом. С помощью высокочастотного генератора в трубке, заполненной смесью неона (Ne) и гелия (He), возбуждался электрич. разряд. Существенным отличием Г. л. от рекламной газоразрядной лампы, если не считать специально подобранных пропорций и давления He и Ne (см. ниже), было наличие двух плоскопараллельных зеркал, расположенных на концах газоразрядной трубки (см. рис. 1). Эти зеркала образуют оптический резонатор, к-рый обеспечивает генерацию в газовом разряде монохроматич. когерентного светового излучения, направленного вдоль оси трубки.

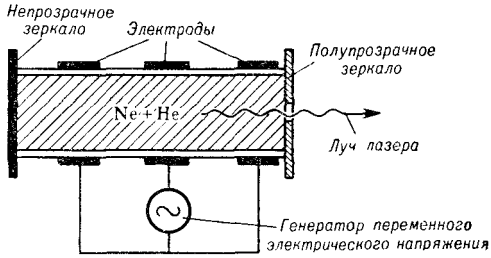


Рис. 1. Схематическое изображение газового лазера.

Генерация когерентного света происходит одинаково во всех лазерах, как газовых, так и твердотельных. Особенности Г. л. и отличие отдельных видов Г. л. друг от друга связаны с выбором рабочего газа и способом создания инверсии населенностей.

Особенности газов как материала для лазеров. Энергетический спектр газа отличается от спектра твердого тела прежде всего тем, что он весьма точно соответствует энергетич. уровням отдельных атомов и молекул (см. *Уровни энергии*). Это свойство газов позволяет предсказать множество возможных схем энергетич. переходов в различных газах. Др. особенность газов — их высокая оптич. однородность. Плотность газа мала, поэтому свет в газе практически не рассеивается и световой луч не искажается. Это позволяет использовать в Г. л. большие расстояния между зеркалами. Поэтому с помощью Г. л. легко получить высокую направленность и *монохроматичность* излучения.

Наряду с достоинствами газ как рабочая среда для лазера обладает и недостатком: плотность газа значительно ниже плотности твердых тел и поэтому в 1 $см^3$ газа нельзя получить такое большое количество возбужденных атомов, излучающих свет, как в твердом теле. В результате этого даже большие размеры Г. л. пока не дают возможности получить те высокие импульсные мощности, к-рые дают лазеры на твердом теле.

Одна из особенностей газов состоит в многообразии различных физ. процессов, приводящих к образованию инверсии населенностей. Такими процессами являются неупругие соударения атомов разного «сорта», диссоциация молекул при соударениях их в электрич. разряде, возбуждение атомов электронным ударом, светом и др. В подавляющем числе Г л. инверсия населенностей создается в процессе электрич. разряда. Эти Г. л. наз. г а з о р а з р я д н ы м и.

Газоразрядные лазеры. В них инверсия населенностей уровней создается за счет возбуждения атомов или молекул газа при их соударениях со свободными быстрыми электронами, образующимися в электрическом разряде. Давление в газоразрядных лазерах выбирается в пределах от сотых долей до неск. *мм рт. ст.* При меньших давлениях электроны, ускоренные электрич. полем, очень редко сталкиваются с атомами. При этом ионизация и возбуждение атомов происходят недостаточно интенсивно. При бо́льших давлениях эти столкновения становятся, наоборот, слишком частыми. Благодаря этому электроны не успевают достаточно ускориться в электрич. поле и приобрести энергию, необходимую для ионизации и возбуждения атомов, т. е. столкновения становятся мало эффективными.

Различают три типа газоразрядных лазеров: лазеры на нейтральных атомах, ионные лазеры и молекулярные лазеры. Они отличаются друг от друга как механизмом образования инверсии населенностей, так и диапазонами генерируемых длин волн λ. Различие в диапазонах обусловлено различиями в энергетич. спектре нейтральных атомов, молекул и ионов.

На рис. 2 показана схема энергетич. уровней, характерная для газа. Самый верхний уровень $\mathscr{E}_i$ соответствует энергии ионизации атома (в атомарном газе) или энергии диссоциации молекулы (в молекулярном газе). A — область уровней, между к-рыми происходят лазерные переходы Уровни, лежащие выше серии A, обычно образуют плотную систему, к-рая в своей верхней части соответствует почти непрерывному спектру (см. *Уровни энергии*). Если атом попадает на один из этих верхних уровней, то он очень быстро «скатывается» по тесно расположенным уровням до верхних уровней серии A, на к-рых он может нек-рое время «задержаться». Именно большое время жизни атома на верхних уровнях серии A, служащих верхними уровнями рабочих лазерных переходов, и позволяет создать инверсию населенностей в газе. Напротив, нижние уровни серии A, напр. $\mathscr{E}_3$, в большинстве газов обладают очень коротким временем жизни. Поэтому атомы покидают их достаточно быстро, что дополнительно способствует достижению инверсии населенностей между верхними и нижними уровнями серии A.

Однако существует фактор, мешающий созданию инверсии населенностей. В спектрах многих газов (в частности, инертных) под нижними короткоживущими уровнями серии A (под уровнем $\mathscr{E}_3$, рис. 2) расположен *метастабильный уровень* $\mathscr{E}_2$, на к-ром атом может находиться сравнительно долго и населенность к-рого поэтому велика. Наличие долгоживущего метастабильного уровня $\mathscr{E}_2$ препятствует образованию инверсии населенностей, т. к. часть атомов, находящихся на уровне $\mathscr{E}_2$, легко переходит на уровень $\mathscr{E}_3$. Уровень $\mathscr{E}_2$ является как бы «резервуаром», питающим уровень $\mathscr{E}_3$ и не дающим ему опустошиться.

Это осложнение можно обойти, добиваясь инверсии населенностей за счет более интенсивного заселения верхних уровней $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$, а также за счет «разгрузки» уровня $\mathscr{E}_2$; последнее происходит, напр., при столкновениях атомов, находящихся в состоянии $\mathscr{E}_2$, со стенками газоразрядной трубки, что приводит, в свою очередь, к уменьшению населенностей уровней $\mathscr{E}_3$ (см. ниже). Разности энергии $\Delta\mathscr{E}$ между верхними и нижними уровнями серии A определяют диапазон частот ν, на к-рых может генерировать данный газ.

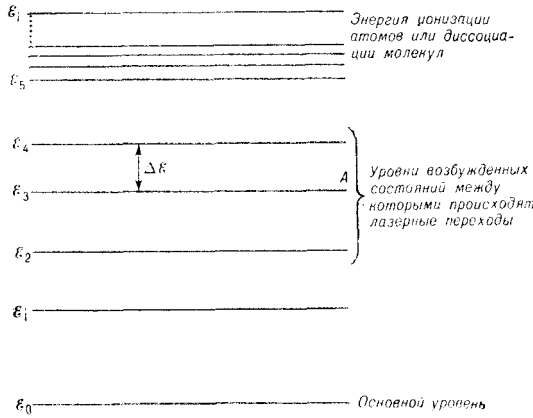


Рис. 2. Упрощенная схема энергетических уровней, характерная для любых газовых лазеров. Генерация обычно происходит благодаря вынужденным переходам между верхними и нижними уровнями серии A. $\mathscr{E}_i$ — энергия ионизации атомов или энергия диссоциации молекул.

Для нейтральных атомов $\mathscr{E}_i = 5—15$ *эв*, а $\Delta\mathscr{E} \sim 0{,}1—1{,}0$ *эв*. Этим значениям $\Delta\mathscr{E}$ соответствуют длины волн λ от 25 *мкм* и до 1 *мкм*, т. е. инфракрасная область спектра. Т. о., лазеры на нейтральных атомах являются источниками гл. обр. инфракрасного излучения, хотя они генерируют также в видимом диапазоне и далеком инфракрасном — вплоть до 120 *мкм* (см. ниже). В Г. л. на ионах газ сильно ионизован, нейтральных атомов почти нет. Энергия двух-трехкратной ионизации $\mathscr{E}_i = 12—25$ *эв*, а $\Delta\mathscr{E} \sim 2—5$ *эв*. Это означает, что ионные Г. л. генерируют в основном видимом и в ультрафиолетовом диапазонах. В молекулярных Г л. энергия диссоциации невелика: $\mathscr{E}_i \approx \approx 2—3$ *эв*, а переходы между лазерными уровнями соответствуют длинам волн $\lambda = 10—100$ *мкм*, т. е. инфракрасным и субмиллиметровым волнам.

Из сказанного видно, что с помощью газоразрядных лазеров «перекрыт» очень широкий диапазон длин волн: от ультрафиолетового излучения (ок. 2000 Å) до субмиллиметрового диапазона (0,4 *мм*). В этом диапазоне различные газоразрядные лазеры генерируют неск. сот различных частот (см. табл.).

Характеристики газоразрядных лазеров

Рабочие частицы	Длина волны (*мкм*)	Режим работы	Особенности
Ионы Ne^{+++}	0,2358	Импульсный	Наименьшая известная длина волны. Требуются большие токи
Ионы Ne^{++}	0,3324		Генерирует также и на др. длинах волн
Молекулы N_2	0,3371		Очень высокая импульсная мощность. Требуются высокие напряжения
Ионы Ar^{++}	0,4880	Непрерывный	Большая мощность в синей области спектра
	0,5145		Большая мощность в зеленой области спектра
Ионы Kr^{++}	0,5682		Большая мощность в желтой области спектра
Смесь атомов He и Ne	0,6328		*Средняя мощность в* красной области спектра. Широко применяется
	1,1523		Инфракрасный лазер небольшой мощности
Атомы Xe	2,061		Активная среда обладает высоким коэффициентом усиления
Смесь $CO_2 + N_2 + He$	10,6	*Непрерывный* и импульсный	Высокий кпд и очень высокая мощность
Молекулы H_2O	27,9	Импульсный	Высокая мощность в инфракрасном диапазоне
	118,6		Один из немногих лазеров далекого инфракрасного диапазона
Молекулы HCN	337	Непрерывный	То же

Рассмотрим более подробно способы осуществления инверсии населенностей, т. е. механизмы возбуждений в атомных, ионных и молекулярных газоразрядных Г. л. на конкретных примерах.

Гелий-неоновый лазер. В гелий-неоновом лазере рабочим веществом являются нейтральные атомы Ne. В электрич. разряде часть атомов Ne переходит с основного уровня $\mathscr{E}_1$ на долгоживущие возбужденные уровни $\mathscr{E}_5$ и $\mathscr{E}_4$ (рис. 3). Инверсия населенностей создается большей заселенностью $\mathscr{E}_5$ и $\mathscr{E}_4$ по сравнению с короткоживущим уровнем $\mathscr{E}_3$. Однако в чистом неоне созданию инверсии населенностей мешает метастабильный уровень $\mathscr{E}_2$ (см. выше). Эта трудность была преодолена введением в Ne примеси He. Энергии двух возбужденных долгоживущих уровней $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ атомов He точно совпадают с энергиями уровней $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$ атомов Ne (рис. 3). Поэтому при столкновениях возбужденных атомов He с невозбужденными атомами Ne возможна резонансная передача возбуждения, в результате к-рой атомы Ne окажутся в возбужденных состояниях $\mathscr{E}_4$ или $\mathscr{E}_5$, а атомы He — в основном. Т. о., при соударениях атомов He, возбужденных в разряде на уровни $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$, с атомами Ne в основном состоянии происходит дополнительное заселение уровней $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$ атомов Ne. He в гелий-неоновом лазере служит резервуаром возбуждений, резонансным образом передавае-

мых от He к Ne. Если правильно подобрать давления Ne и He в смеси, то можно добиться заселенности одного или обоих уровней $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$ атомов Ne, значительно превышающей населенность этих уровней в чистом Ne, и получить инверсию населенностей между уровнями $\mathscr{E}_4$, $\mathscr{E}_5$ и $\mathscr{E}_3$.

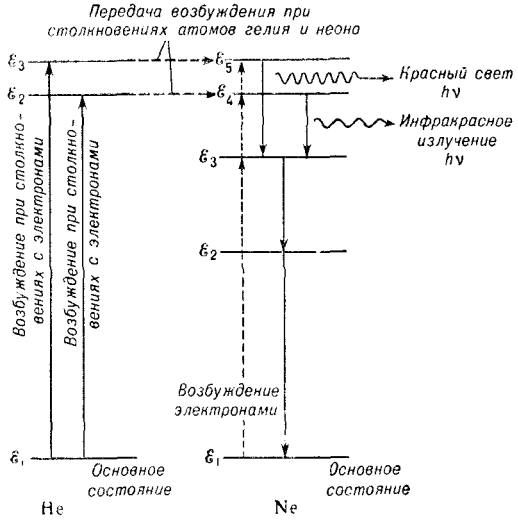


Рис. 3. Уровни гелия и неона.

Опустошение нижнего короткоживущего уровня $\mathscr{E}_3$ неона в гелий-неоновом лазере происходит под влиянием соударений атомов Ne со стенками газоразрядной трубки. Эти соударения по-разному влияют на населенности различных уровней. Они практически не изменяют населенности уровней $\mathscr{E}_4$, $\mathscr{E}_5$ и непосредственно $\mathscr{E}_3$, т. к. время жизни атома на этих уровнях недостаточно велико, чтобы атомы, находящиеся в этих состояниях, могли «добраться» до стенок. Эти уровни разрушаются гораздо раньше. В то же время атомы на уровне $\mathscr{E}_2$ живут долго и добираются до стенок. Соударения со стенками разгружают уровень $\mathscr{E}_2$, в результате чего атомы Ne переходят с уровня $\mathscr{E}_3$ на нижний $\mathscr{E}_2$, т. е. уровень $\mathscr{E}_3$ опустошается быстрее, чем при заселенном $\mathscr{E}_2$.

Для того чтобы соударения атомов Ne со стенками эффективно опустошали уровень $\mathscr{E}_3$, необходимо подобрать оптимальный диаметр трубки лазера. Эксперимент показал, что макс. мощность Г. л. на смеси He и Ne достигается при диаметре трубки ок. 7 *мм*. При бо́льших диаметрах трубки мощность лазера падает, несмотря на сильное увеличение объема рабочего газа (объем $\sim$ квадрату радиуса трубки). Падение мощности обусловлено тем, что эффективно опустошаются уровни для тех атомов, к-рые находятся вблизи стенок, а атомы, находящиеся в центре трубки, практически выключаются из процесса генерации.

В действительности, уровни 5^3, 5^4, 5^5 неона представляют собой полосы из большого числа тесно расположенных уровней. Поэтому спектр гелий-неонового лазера может содержать до 30—40 *спектральных линий* в диапазоне видимого и инфракрасного света.

Длина лазеров на смеси гелий-неона обычно порядка 1—2 *м*, что позволяет получить высокую направленность лазерного луча. Расходимость луча определяется соотношением

$$\theta \sim \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/2}, \qquad (1)$$

где λ — длина волны (см. *Лазер*). Реально получена расходимость $\theta \sim 1—2'$.

Кроме очень высокой направленности, гелий-неоновый лазер обеспечил и очень высокую стабильность частоты генерации, определяемую гл. обр. механич. колебаниями зеркал оптич. резонатора. *Ширина спектральной линии* $\Delta\nu_л$ атома Ne определяет область частот, в к-рой может иметь место генерация света при инверсии населенностей соответствующего перехода. Из этой относительно широкой спектральной линии оптич. резонатор, состоящий из двух плоских параллельных зеркал (р е з о н а т о р Ф а б р и — П е р о), вырезает гораздо более узкие линии, соответствующие собственным частотам резонатора (рис. 4) Из рис. видно, что если усиле-

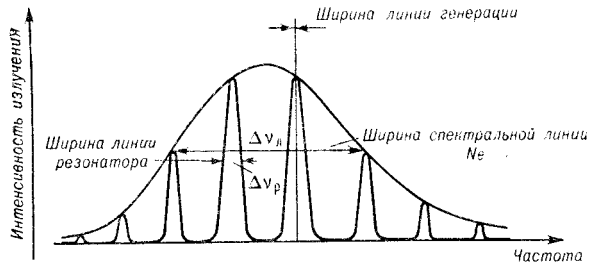


Рис. 4. Форма и ширина спектральных линий излучения газового лазера; $\Delta\lambda_л$ — ширина спектральной линии атомов Ne, $\Delta\nu_р$ — ширина линии резонатора.

ние в Ne достаточно велико, то генерация может возникнуть на большом числе собственных частот резонатора, для к-рых усиление превышает потери света в газе и зеркалах (рассеяние и поглощение). Т. к. линии генерации в основном определяются собственными частотами оптич. резонатора, стабильность Г. л. будет определяться стабильностью резонатора, т. е. неподвижностью зеркал (см. *Открытый резонатор*).

Для того чтобы повысить стабильность частоты излучения Г. л., применяют системы автоподстройки резонаторов, напр., с помощью явления м а г н и т о с т р и к ц и и. В арматуру, крепящую зеркала, вводят магнитострикционные стержни с катушками. Изменения частоты, вызванные смещением зеркал Г. л., преобразуются с помощью радиотехнич. устройств в изменения тока катушек, т. е. магнитного поля, в к-ром находятся стержни. Это в свою очередь вызывает деформацию стержней, компенсирующую смещение зеркал (рис. 5). Макс. стабильность гелий-неоновых

лазеров соответствует относительной стабильности $\sim 10^{-14}$, однако номинальное значение их частоты поддерживается не лучше чем до 10^{-10}. В др. конструкциях для регулировки положения зеркал применяют пластины из пьезокерамики, размеры к-рых изменяются под действием электрич. поля (пьезоэлектрический эффект).

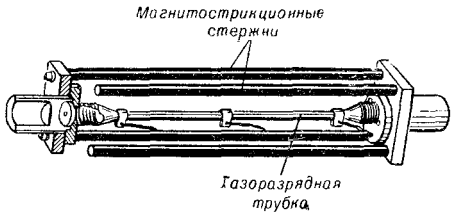


Рис. 5. Газовый лазер с магнитострикционной настройкой. Настроечные обмотки на магнитострикционных стержнях не показаны.

Высокая стабильность частоты излучения, простота конструкции, высокая направленность излучения гелий-неонового лазера обеспечили ему широкое применение в различных оптич. измерительных устройствах (измерение расстояний, частот, скоростей движения), а также в качестве элемента настройки для мощных лазеров. Несмотря на малую выходную мощность (10—100 *мвт*), гелий-неоновый Г. л. — один из самых распространенных.

В др. Г. л. на нейтральных атомах также широко используется резонансная передача энергии при столкновениях. Однако генерация получена и в чистых инертных газах (Xe, Kr, Ar, Ne), без примесей. Спец. подбором давления газа, размера трубки и режима газового разряда удалось создать инверсию населенностей без резонансной передачи возбуждения от примесных атомов.

Ионные лазеры. Рабочими веществами в этих Г. л. являются сильно ионизированные инертные газы (Xe, Kr, Ar, Ne), а также ионы фосфора (P), серы (S) и хлора (Cl). В ионных газовых лазерах лазерные переходы происходят между уровнями ионизированных атомов, причем степень ионизации может быть очень большой; напр. ультрафиолетовый импульсный лазер на длине волны 2358Å работает на трехкратно ионизированных атомах Ne (см. табл.).

Инверсия населенностей уровней в ионных лазерах непрерывного действия осуществляется между двумя возбужденными уровнями $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ ионов (рис. 6) следующим образом. Нижний рабочий уровень $\mathscr{E}_3$ обладает очень коротким временем жизни относительно основного состояния иона $\mathscr{E}_1$, что приводит к быстрому его опустошению. С др. стороны, уровень $\mathscr{E}_4$ с бо́льшим временем жизни сильно заселяется ионами при соударениях их с быстрыми электронами в разряде не только непосредственно за счет переходов ионов из основного состояния, но и за счет последовательных переходов иона из группы уровней $\mathscr{E}_5$ на уровень $\mathscr{E}_4$. Оба эти фактора обеспечивают инверсию населенностей в ионном лазере.

Т. к. прежде чем возбудить ионные уровни требуется сначала ионизировать нейтральные атомы, ионные лазеры требуют для своей работы пропускания через газ очень больших токов плотностью до неск. тыс. $a/см^2$. Ток пропускают через газ, помещенный в тонкий (диаметром ~ 5 *мм*) длинный капилляр (рис. 7). Капилляр охлаждается, а для увеличения концентрации электронов в центре капилляра создают продольное магнитное поле. Такое поле сжимает разряд в капилляре и не дает ему касаться стенок. Поле создается либо соленоидом, либо постоянными магнитами.

Первичные электроны, возбуждающие электрич. разряд в газе, вылетают из катода и под действием сильного электрич. поля, приложенного между катодом и анодом, бегут по капилляру к аноду.

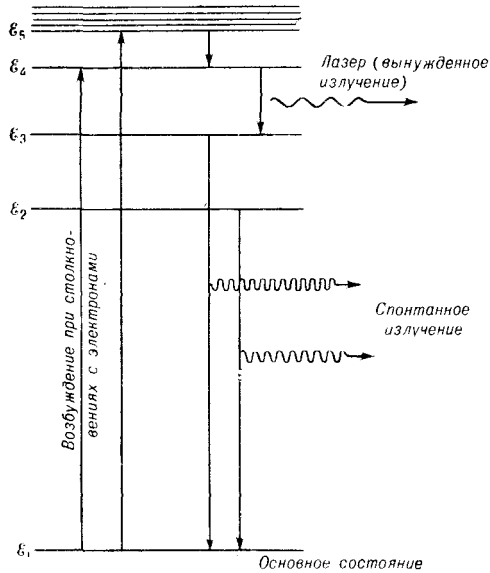


Рис. 6. Схема уровней ионных лазеров.

При этом оказывается, что газ в капилляре также начинает двигаться — он перекачивается от одного конца капилляра к другому. Чтобы компенсировать перекачку газа, анодную и катодную полости разрядной трубки соединяют между собой длинной трубкой *1*,

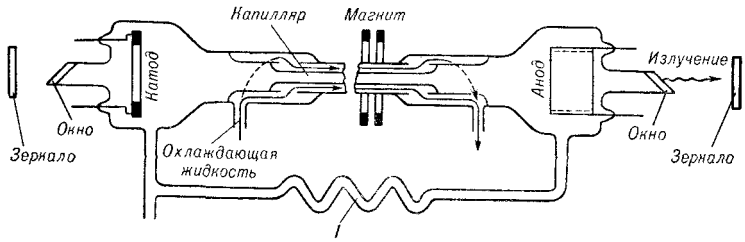


Рис. 7. Конструкция лазера на ионах аргона.

к-рая обеспечивает обратную циркуляцию газа. Длина этой трубки должна быть достаточно большой, чтобы не шунтировать разряд в капилляре.

Главная трудность создания ионных лазеров — разрушение капилляра. Из-за бомбардировки его стенок электронами и ионами

в мощном разряде стенки капилляра истончаются, покрываются трещинами и капилляр разрушается. В первых ионных лазерах капилляры были изготовлены из кварца; с целью удлинения срока службы капилляра разрабатываются секционные металлич. конструкции. Такой капилляр состоит из множества коротких металлических (из тугоплавких металлов) трубочек, разделенных тонкими керамич. кольцами (чтобы разряд не шунтировался стенками капилляра).

Разряд в капилляре можно возбуждать не только постоянным напряжением, но и переменным высокочастотным полем (в ы с о к о ч а с т о т н а я н а к а ч к а, рис. 8). Оказалось, что в последнем случае срок жизни капилляра настолько возрастает, что можно пользоваться обычными кварцевыми капиллярами. Этот метод позволяет устранить металлич. электроды внутри разрядной трубки и использовать в качестве рабочего газа химически активные газы, напр. Cl.

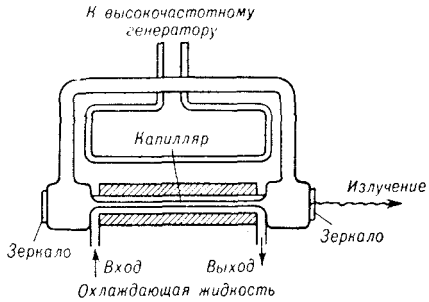


Рис. 8. Ионный лазер с высокочастотной накачкой.

Ионные лазеры являются самыми мощными источниками когерентного света в видимом и ультрафиолетовом диапазонах (дес. *вт* в непрерывном режиме). Такой лазер может прожигать в металле отверстия, его излучение можно использовать для генерации к о р о т к о в о л н о в ы х *оптических гармоник* (см. *Нелинейная оптика* I, 5). Создано также большое число импульсных ионных лазеров. В них инверсию населенностей получают на короткое время в результате мощного разряда. В процессе разряда газ сильно ионизуется и между нек-рыми возбужденными уровнями ионов возникает инверсия населенностей. Предельные импульсные мощности, полученные в импульсных ионных лазерах, достигают сотен *квт*. Ионные лазеры позволили значительно продвинуться в ультрафиолетовую область спектра и получить генерацию в видимом диапазоне на большом числе различных линий (см. табл.).

Лазер на углекислом газе CO_2 (молекулярный лазер). Молекулы, в отличие от атомов, имеют, помимо электронных, также к о л е б а т е л ь н ы е и в р а щ а т е л ь н ы е э н е р г е т и ч е с к и е у р о в н и (см. *Уровни энергии*). Первый молекулярный лазер был создан Р. Пателем в США в 1964 г. Этот лазер работал на вынужденных переходах между колебательными уровнями молекулы CO_2, упрощенная схема к-рых изображена на рис. 9. Молекула CO_2 имеет три частоты собственных колебаний, к-рым соответствуют уровни $\mathscr{E}_3$, $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$. В действительности за уровнем $\mathscr{E}_5$ расположено еще три колебательных уровня, но в газовом разряде возбуждаются гл. обр. уровни $\mathscr{E}_3$, $\mathscr{E}_4$, $\mathscr{E}_5$.

Заселение колебательных уровней $\mathscr{E}_3$, $\mathscr{E}_4$ и $\mathscr{E}_5$ в газовом разряде, благодаря к-рому в системе достигается инверсия населенностей между отдельными парами возбужденных уровней, происходит под

влиянием неск. процессов. Первый из них — возбуждение молекул CO_2 при их соударениях с быстрыми электронами в газовом разряде. Уже это позволило Пателу создать первый лазер на CO_2 мощностью в 1 *мвт*. В то время это была достаточно большая мощность для Г. л., работающего в непрерывном режиме. Спустя год Пател сообщил о достижении мощности $\sim$ 10 *вт*. Это было сенсационное сообщение, т. к., кроме большой мощности, новый Г. л. обладал и очень высоким кпд $\sim$ 10%; кпд др. Г. л. был несравненно ниже, напр. кпд гелий-неонового лазера $\sim 10^{-5}$—10^{-4} при мощности 10—20 *мвт*, а кпд аргонового лазера составляет 10^{-3}—10^{-2} при мощности 2—5 *вт*. Позднее появились сообщения о достижении Г. л. на CO_2 в непрерывном режиме мощности до 4 *квт*.

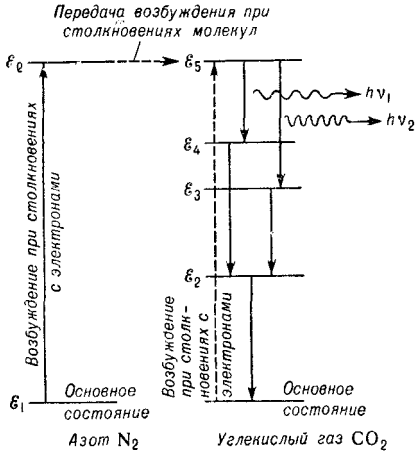


Рис. 9. Схема колебательных уровней молекул CO_2 и N_2.

Повышение мощности на много порядков было достигнуто добавлением к CO_2 молекулярного азота (N_2) и гелия (He). В результате газовая смесь содержала CO_2 (при давлении 1 *мм рт. ст.*), N_2 (1 *мм рт. ст.*) и He (5 *мм рт. ст.*). В разряде происходит частичная ионизация молекул CO_2 и N_2. Ускоренные электрич. полем свободные электроны возбуждают нижние колебательные уровни молекул N_2 и CO_2, причем главн. обр. возбуждаются уровни $\mathcal{E}_5$ в молекуле CO_2 и $\mathcal{E}_2$ — в молекуле N_2 (рис. 9). При этом молекулы N_2 возбуждаются настолько сильно, что почти 30% от полного их числа переходит на уровень $\mathcal{E}_2$. Самые нижние возбужденные уровни молекулы CO_2 населяются значительно слабее, т. к. они короткоживущие и поэтому быстро самопроизвольно распадаются.

Т. к. уровень $\mathcal{E}_5$ молекулы CO_2 совпадает с уровнем $\mathcal{E}_2$ молекулы N_2, то в результате неупругих столкновений происходит резонансная передача возбуждения от молекулы N_2 к молекуле CO_2. Этот процесс приводит к сильному возрастанию населенности возбужденных молекул CO_2 на уровне $\mathcal{E}_5$.

Третий механизм дополнительного заселения уровня $\mathcal{E}_5$ молекулы CO_2 состоит в каскадных переходах на уровень $\mathcal{E}_5$ молекулы CO_2, возбужденной на самые высокие колебательные уровни за счет столкновений с электронами или, возможно, с атомами гелия. Гелий выполняет в рабочей смеси еще одну роль. Чтобы уменьшить тепловое заселение всех уровней, уменьшающее инверсную населенность, необходимо понизить температуру газовой смеси. Очень высокая теплопроводность He выравнивает темп-ру газа и стенок, охлаждаемых водой, и т. о. понижает темп-ру рабочей смеси. Вместо He можно применять с той же целью пары воды.

Для повышения мощности рабочую газовую смесь непрерывно заменяют новой, т. е. вводят циркуляцию газовой смеси. С этой же целью вместо высокочастотного разряда газовый разряд возбуждали постоянным током либо током промышленной частоты (50 *гц*).

В действительности каждый из колебательных уровней CO_2 $\mathscr{E}_4$, $\mathscr{E}_5$, $\mathscr{E}_6$ представляет собой полосу, состоящую из большого числа (ок. 30) уровней. Поэтому генерация в Г. л. на CO_2 может возникнуть на большом числе различных переходов. В Г. л. на CO_2 уже получена генерация на 100 различных переходах молекулы CO_2 в интервале длин волн от 9 до 18 *мкм*.

Дальнейшее повышение мощности Г. л. на CO_2 было осуществлено за счет периодич. выключения обратной связи, аналогично тому, как это было реализовано раньше для рубинового лазера. Т. к. время жизни молекул CO_2 в возбужденном состоянии достаточно велико (10^{-3} *сек*), то оказалось возможным сначала возбудить газовую смесь, не включая обратную связь (т. е. убрав, напр., одно из зеркал), а затем, накопив достаточно большое число возбужденных частиц, быстро вернуть зеркало на место; все возбужденные молекулы разом переходят в основное состояние, излучив в короткое время очень мощный импульс света. Мощность такого импульса может достигать 100 *квт*. В качестве выключателя обратной связи (затвора) используют вращающуюся на пути луча между неподвижными зеркалами призму из NaCl (см. *Лазер*).

Так как мощность Г. л. непрерывного действия на смеси $CO_2 + N_2 +$ He очень высока, оказывается трудным изготовить для него долговечные зеркала. Зеркала изготавливают из спец. тугоплавких материалов, а вывод излучения осуществляют не сквозь полупрозрачное зеркало, как это делается для др. лазеров, а через небольшое отверстие в зеркале — окно.

Мощные лазеры на CO_2 (рис. 10) можно с успехом применять для резки и сварки металлов, для *световой локации*, а также в качестве мощного перестраиваемого по частоте (из-за возможности генерации на большом числе переходов между тесно расположенными уровнями) источника света.

Существуют и другие молекулярные лазеры: напр., лазер на парах H_2O генерирует на длинах волн $\lambda = 27{,}9$ *мкм* и 118,6 *мкм*, т. е. в инфракрасном диапазоне. Он работает в импульсном режиме и его мощность составляет 10 *вт* для $\lambda = 27{,}9$ и 1 *мвт* для $\lambda = 118{,}6$ *мкм*. В далеком инфракрасном диапазоне $\lambda = 337$ *мкм* работает лазер на молекулах HCN.

Химические лазеры. Кроме электрического разряда, инверсия населенностей уровней атомов и молекул в Г. л. может создаваться в результате хим. реакций, при к-рых образуются атомы или радикалы в возбужденных состояниях. Т. к. обычные реакции протекают довольно медленно, то они непригодны для создания инверсии населенностей. Прежде чем накопится достаточно много возбужденных атомов, они успеют перейти в основное состояние, и лазер не будет работать. По этой причине химич. лазеры могут работать только на быстротекущих реакциях, таких как фотодиссоциация молекул (распад молекулы на неск. частей под действием света), взрыв или хим. реакции между атомами или молекулами во встречных пучках атомов или молекул различных веществ. Хим. метод создания инверсий населенностей принципиально допускает создание лазеров с очень высокими кпд и выход-

Рис. 10. Лазер на углекислом газе мощностью 750 *вт*.

ной мощностью. Особенно большую мощность ожидают от лазеров, работающих на взрывах. Наиболее изучены хим. лазеры на фотодиссоциации молекул. При фотодиссоциации молекулы распадаются очень быстро. За время, равное длительности вспышки света, все молекулы «разваливаются» на части. При этом радикалы оказываются в возбужденном состоянии (таково свойство этих реакций).

Рассмотрим в качестве примера первый хим. лазер на фотодиссоциации молекулы CF_3J. Рабочий газ CF_3J под давлением ~ 50 *мм рт. ст.* наполняет кварцевую трубку длиной ок. 1 *м* и диаметром 10 *мм*. Трубка с газом помещается между зеркалами и освещается параллельно расположенной ксеноновой лампой — вспышкой примерно такой же длины (обе трубки экранируются блестящей алюминиевой фольгой). Свет вспышки поглощается в рабочем газе, в результате чего молекула CF_3J распадается: $CF_3J + h\nu \rightarrow CF_3 + J$. Один из «осколков» — атомарный иод J — находится в возбужденном состоянии. Благодаря этому достигается инверсия населенностей уровней атомов иода, а это приводит к возбуждению генерации света между зеркалами. Лазер на фотодиссоциации молекул CF_3J создает высокие мощности света (до 50 *квт*) при энергии в импульсе до 65 *дж*.

Газовые лазеры с оптической накачкой не так популярны, как газоразрядные или химические. Это связано прежде всего с тем, что на этих лазерах не было получено новых результатов. В первом Г. л. с оптич. накачкой (США, 1962 г.) рабочим веществом были пары цезия (Cs). Cs был выбран потому, что один из его возбужденных уровней $\mathscr{E}_4$ точно совпадает с долгоживущим уровнем $\mathscr{E}_2$ гелия, не легко возбуждающегося в газовом разряде (рис. 11). В цезиевом Г. л. свет от гелиевой газоразрядной лампы ($\lambda = 3888$ А) переводит атом Cs с основного уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_4$. При мощности питания лампы ~ 800 *вт* населенность уровня $\mathscr{E}_4$ оказывается столь значительной, что генерация

фотонов за счет вынужденного перехода с этого уровня превышает поглощение и пары Cs начинают усиливать свет, соответствующий переходу с уровня $\mathscr{E}_4$ на уровень $\mathscr{E}_3$ ($\lambda = 7{,}18$ *мкм*). При одном «проходе» вдоль трубки с парами свет усиливался в 1,5 раза, что вполне достаточно для компенсации потерь света при отражении от зеркал и поглощении и рассеянии атомами Cs. Мощность генерации этого первого лазера с оптич. накачкой составляла 50 *мвт*, хотя теоретически достижима мощность до 1 *вт*.

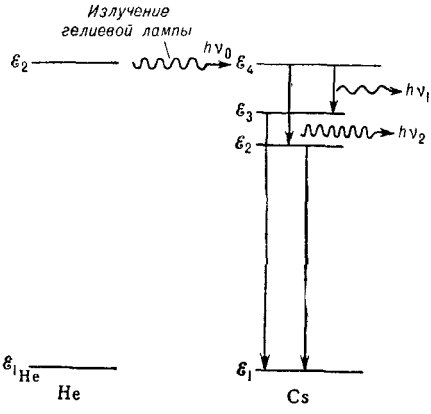


Рис. 11. Уровни энергии цезия и гелия.

Оптич. накачка газов — мало эффективный способ получения инверсии населенностей в газе. Газы обладают очень узкими линиями поглощения. Это означает, что при возбуждении газа с помощью оптич. накачки от источника света с широким спектром (все источники света, за исключением лазеров, излучают свет в широком интервале длин волн) используется только ничтожная часть световой мощности источника. Остальной свет бесполезен, более того он вредит, нагревая рабочий газ. Применение в качестве источников

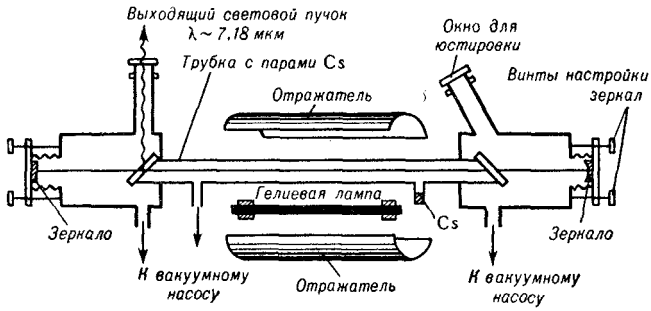


Рис. 12. Схема цезиевого лазера.

накачки импульсных газоразрядных ламп, обладающих мощным линейчатым спектром (как это сделано в цезиевом лазере), требует точного совпадения линии излучения лампы и линии поглощения рабочего газа.

Г. л. настолько интенсивно развиваются, что они уже без труда могут заменять *твердотельные лазеры* во всех областях применения, кроме получения предельно больших импульсных мощностей, порядка $10^7 \sim 10^{12}$ *вт*. Однако бурный прогресс в области Г. л.

позволяет надеяться, что в ближайшем будущем они догонят твердотельные лазеры и по этому показателю. Возможно недалеко то время, когда Г. л. будут генерировать свет не только в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазонах, но и на более коротких волнах, ближе к рентгеновскому диапазону.

Лит.: 1) Беннет В., Газовые лазеры, пер. с англ., М., 1964, с. 9—119; 2) Блум А., Газовые лазеры, «Тр. Ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике», 1966, т. 54, № 10 (Proc. IEEE); 3) Хивенс О. С., Оптические квантовые генераторы, «УФН», 1963, т. 81, вып. 3; 4) Пател К., Мощные лазеры на двуокиси углерода, «УФН», 1969, т. 97, вып. 4.

В. А. Данилычев.

ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер, рабочим веществом к-рого является инертный газ неон Ne. Примесь гелия увеличивает *инверсию населенностей* уровней атомов неона. См. *Газовый лазер.*

ГЕНЕРАЦИЯ (в квантовой электронике) — излучение когерентных электромагнитных волн в результате вынужденного излучения системы (атомов, молекул, кристалла) при наличии в ней *обратной связи.* См. *Квантовая электроника.*

ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЕ — преобразование модулированных электрич. колебаний высокой частоты ω в колебания промежуточной частоты $\omega_{пр}$, лежащей между ω и частотой модуляции Ω (см. *Модуляция*). В радиоприемниках вспомогательный генератор (гетеродин) создает колебания частоты Ω, к-рые смешиваются с колебаниями высокой частоты, поступающими в приемник, на к.-л. нелинейном элементе (электронной лампе, полупроводниковом диоде и т. п.). В результате этого возникает колебание разностной промежуточной частоты $\omega_{пр} = \omega - \Omega$. Величина $\omega_{пр}$ для данного приемника постоянна, поэтому гетеродин должен перестраиваться по частоте.

Эффект Г. имеет место и в оптическом диапазоне (см. *Нелинейная оптика*), гетеродином может служить перестраиваемый лазер.

Ю. Г. Хронопуло.

ГИГАНТСКИЕ ИМПУЛЬСЫ — световые импульсы длительностью менее 100 *нсек*, получаемые от твердотельных лазеров в результате *модуляции добротности резонатора.* Модуляция может осуществляться вращающимся зеркалом или призмой, при помощи просветляющихся (фотохромных) фильтров и др. способами. Мощность Г. и. достигает 10^{11}—10^{12} *вт.* Энергия Г. и. обычно меньше, чем энергия импульса при свободной генерации того же лазера (см. *Лазер*).

ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ — отношение магнитного момента заряженной частицы (напр., электрона или протона) к его механическому моменту.

ГИРОСКОП ЛАЗЕРНЫЙ — см. *Лазерный гироскоп.*

ГОЛОГРАММА — зарегистрированная фотопластинкой интерференционная картина, образованная когерентным излучением источника (опорный пучок) и излучением, рассеянным предметом, освещенным тем же источником. Г. содержит информацию об объемном изображении предмета. (См. *Голография*).

ГОЛОГРАФИЯ — принципиально новый метод получения объемных изображений предметов, основанный на явлении *интерференции* света. Бурное развитие Г. связано с появлением квантовых генераторов света — *лазеров.* Необычные свойства и огромные возможности Г. вызывают всеобщий интерес. Г. нашла практич. применение в экспериментальной физике и технике.

1. Фотография и голография

Для того чтобы фотографически запечатлеть к.-л. объект, необходимо получить его четкое изображение в плоскости фотоэмульсии. Это обычно осуществляется с помощью собирающей линзы *Л*. Если предмет находится достаточно далеко (в «бесконечности»), дальше, чем на 25 *м*, то фотопластинку помещают в фокусе объектива *Л*. (рис. 1, *а*). При др. расположениях объектива и фотопластинки изображение получится размытым. Если проэкспонировать и проявить фотопластинку, то на ней в точке *О′* мы увидим негативное изображение точки *О*.

Если фотографируется близко расположенный плоский предмет, напр. чертеж или рисунок, то фотоаппарат располагают так, чтобы плоскости чертежа и фотоэмульсии были параллельны (рис. 1, *б*). Тогда в плоскости фотопластинки образуется четкое

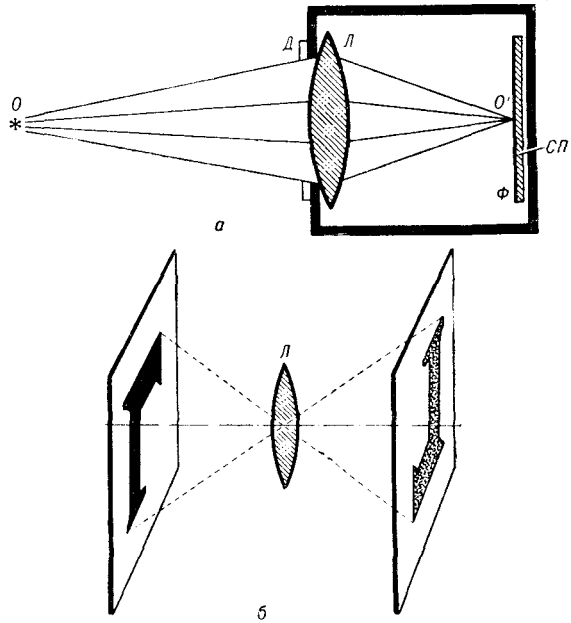


Рис. 1. *а* — схема работы фотоаппарата; *СП* — стеклянная пластинка или пленка, *Ф* — фотоэмульсия, *Д* — диафрагма, *Л* — объектив (линза), *О′* — изображение светящейся точки *О*; *б* — получение изображения плоского предмета.

изображение всего чертежа. Если же предмет не плоский, т. е. его точки удалены от объектива на различные расстояния, то сфокусировать его полностью на плоскость фотопластинки невозможно. Четкие изображения на фотоэмульсии будут образованы только точками предмета, расположенными на приблизительно одинаковом расстоянии от объектива. Изображения остальных точек предмета получаются размытыми. Для того чтобы сфотографировать объем-

ные предметы, уменьшают размер отверстия диафрагмы $Д$. Чем оно меньше, тем слабее острота фокусировки. Таким способом удается получить достаточно четкие изображения объемных предметов, но при этом изображение получается плоским. Впечатление объемности создается только благодаря перспективе и теням.

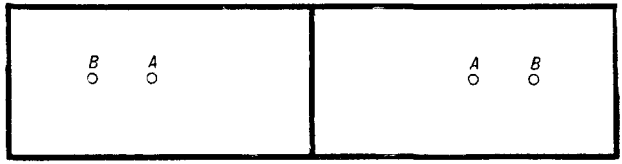


Рис. 2. Фотографии, полученные стереокамерой. Светящиеся точки A и B находятся на разных расстояниях от стереокамеры. На левой стереофотографии точка B находится левее A, на правой наоборот. Чем ближе точки A и B друг к другу, тем меньше различаются стереофотографии.

Для того чтобы передать объемность предмета, применяют с т е р е о к а м е р у — два спаренных фотоаппарата, объективы к-рых раздвинуты на расстояние, равное расстоянию между зрачками глаз. Две фотографии, полученные с помощью стереокамеры, различны (рис. 2). На одной из них более далекая точка A находится слева от точки B, а на другой — справа. Чем ближе точки A и B к стереокамере, тем дальше отстоят их изображения на стереофотографиях. Рассматривая одновременно обе фотографии с помощью с т е р е о с к о п а, мы видим объемное изображение предмета (рис. 3).

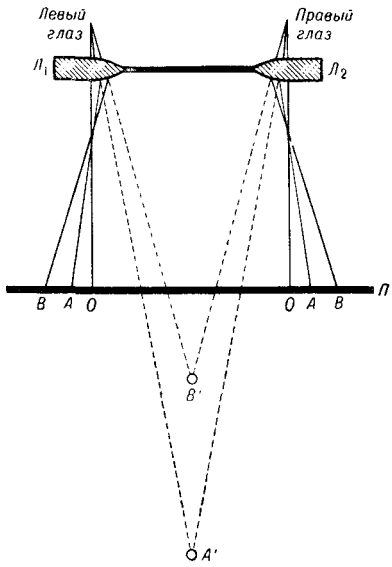


Рис. 3. Стереоскоп. Расстояние между линзами $Л_1$ и $Л_2$ равно расстоянию между зрачками глаз.

Однако даже с помощью стереокамеры и стереоскопа полного эффекта объемности достигнуть не удается. Рассматривая стереофотографии, мы лишены возможности менять точку наблюдения как мы это можем делать, когда смотрим на реальный объект. Изображение объекта видно только оттуда, где в момент съемки находилась стереокамера. Поэтому на стереофотографии невозможно увидеть часть объекта, закрытую др. предметами, расположенными ближе к наблюдателю.

Г. принципиально отличается от обычной фотографии и стереофотографии. На голограмме регистрируется не само изображение предмета, а фиксируется структура с в е т о в о й в о л н ы, отраженной предметом. При этом в Г. не применяются собирающие

линзы или фокусирующие зеркала, образующие изображение и являющиеся неотъемлемой частью современного фотоаппарата или телескопа.

Для получения голограммы необходимо, чтобы на фотоэмульсию одновременно со светом, рассеянным объектом (предметный пучок), попадала также и некоторая часть света источника, освещающего этот объект (опорный пучок, рис. 4, *а*). При этом необходимо, чтобы свет, рассеянный объектом, мог интерферировать с опорным пучком (см. ниже). Образующаяся интерференционная картина — чередование темных и светлых областей, регистрируется фотопластинкой. Экспонированная таким образом и проявленная фотопластинка представляет собой голограмму.

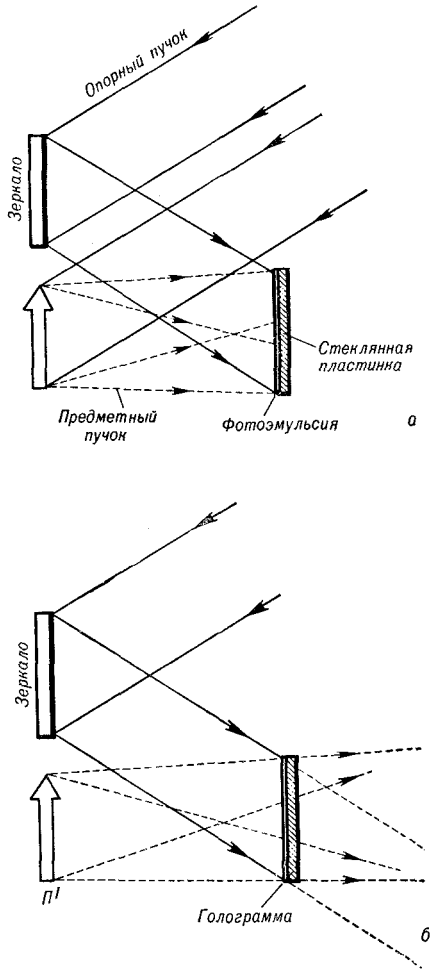
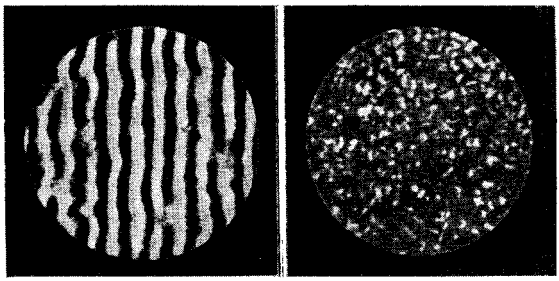


Рис. 4. *а* — получение голограммы; *б* — восстановление изображения с помощью голограммы.

На голограмме отсутствуют элементы, хоть сколько-нибудь напоминающие оригинал. При обычном освещении невооруженный глаз вообще не может отличить голограмму от испорченного фотонегатива или опознать голограммы различных предметов. Если взглянуть на голограмму в микроскоп, то в простейшем случае наблюдатель увидит систему темных и светлых полос (рис. 5, *а*). Чем сложнее предмет, чем больше деталей он содержит, тем сложнее микроузор. На голограмме сложной сцены преобладает нерегулярная микроструктура (рис. 5, *б*). Однако несмотря на то, что голограмма не имеет никакого сходства с изображаемым объектом, она содержит в себе в зашифрованном виде объемное (и даже цветное) изображение объекта.

Образование видимого изображения с помощью голограммы наз. стадией восстановления изображения. Чтобы увидеть

изображение объекта в пространстве, голограмму просвечивают, словно диапозитив, опорным пучком света (рис. 4б). Под углом к освещающему пучку появляется изображение $П'$. Наблюдатель видит исходный объемный объект висящим в пространстве. На него можно смотреть из разных положений, как через окно, ограниченное размерами голограммы. При этом можно наблюдать п а р а л л а к с — видимое взаимное смещение объектов при изменении точки наблюдения. Если во время экспозиции близкие предметы закрывали более далекие, то, сдвигая глаза, наблюдатель может заглянуть за «мешающие» предметы и увидеть ранее скрытые детали. Более того, наблюдатель должен «перефокусировать» свои глаза, когда он переводит взгляд с более близких частей объекта на более далекие. Объемность, достигаемая с помощью Г., в этом смысле может быть названа д и н а м и ч е с к о й.



а *б*

Рис. 5. *а*, *б* — вид голограмм под микроскопом.

Термин «Г.» был введен впервые ее изобретателем Д. Габором (см. ниже). Он происходит от греч. слов «олос» — полный и «графо» — пишу и означает: «полная запись». Имеется в виду запись фронта световой волны (пространственной структуры волны), рассеянной объектом. Это достигается с помощью интерференционной картины, к-рая одновременно фиксирует как а м п л и т у д н ы е с о о т н о ш е н и я рассеянного света, т. е. относительные интенсивности, определяющие степень почернения темных частей (контрастность) интерференционного узора, так и ее ф а з о в ы е с о о т н о ш е н и я, обусловливающие взаимное расположение темных и светлых пятен. В фотографии же регистрируется только интенсивность рассеянного света, т. е. амплитудные соотношения. Сведения об относительной фазе лучей, приходящих от различных точек объекта, т. е. информация о расстояниях до различных точек объекта, характеризующая его объемность, теряется.

Изображения, получаемые в Г., обладают и др. интересными особенностями. Напр., если голограмму «расколоть» на неск. кусков, то каждый из них при просвечивании дает ту же картину, что и целая голограмма, если не считать того, что по мере уменьшения размеров голограммы четкость изображения и ощущение объемности ослабевают. Это свойство Г. связано с тем, что каждая точка фотопластинки при экспонировании подвергается, как правило, действию света, рассеянного всеми точками объекта, и, наоборот, свет,

рассеянный каждой точкой объекта, освещает всю поверхность фотопластинки. Поэтому на каждом небольшом участке голограммы в закодированной форме хранится все изображение. С этим же связан и тот факт, что восстановленное изображение имеет контрастность оригинала независимо от контрастности фотоэмульсии.

Др. особенность Г. состоит в том, что при восстановлении изображений образуются только позитивные изображения. Если с голограммы контактным способом снять копию противоположной полярности, т. е. получить о б р а щ е н н у ю голограмму, где темные пятна становятся светлыми и наоборот, то изображение, восстановленное с помощью такой копии, останется позитивным и неотличимым от изображения, полученного с основной голограммы. Эта нечувствительность к изменению полярности голограммы обусловлена тем, что изображение на голограмме закодировано в виде вариаций контраста интерференционных полос и расстояний между ними, к-рые при изменении полярности не меняются.

Наконец, еще одна особенность Г. заключается в том, что на одной фотопластинке можно последовательно зарегистрировать неск. изображений и каждое из них можно восстановить без помех со стороны др. изображений. Перечисленные особенности Г., а также механизмы получения голограмм и восстановления изображения рассмотрены более подробно на простейших примерах.

2. Объемные и плоские голограммы

Объемные голограммы. Рассмотрим интерференционную картину, *образующуюся в пространстве от двух одинаковых точечных когерентных источников* монохроматич. света S и S' (рис. 6). Проведем через середину отрезка SS' перпендикулярную ему плоскость. Легко видеть, что любая точка этой «экваториальной» плоскости равно удалена от обоих источников. Это означает, что световые волны, испущенные одновременно источниками S и S', достигают этой плоскости одновременно. При этом колебания электрич. полей *обеих волн E и E' на экваториальной плоскости* будут иметь нулевую разность фаз, а амплитуда суммарной световой волны будет равна сумме амплитуд обеих волн.

Рассмотрим далее точку O_1 отрезка SS', расположенную на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от точки O (λ — длина волны света, испускаемого источниками S и S'). Свет из точки S придет в точку O_1 с опережением на $T/4$ (T — период колебаний E), а из точки S' — с таким же запаздыванием, так что взаимный сдвиг фаз между полями E и E' в точке O_1 составит $\varphi' - \varphi = \frac{T}{2} = \pi$. Электрич. поля, возбуждаемые в точке O_1 источниками S и S', противоположны по знаку и одинаковы по величине, поэтому они погасят друг друга, т. е. интенсивность света в точке O_1 равна нулю. Это будет иметь место для всех др. точек пространства, для к-рых разность расстояний от точек S и S' равна $\lambda/2$. Геометрич. место этих точек представляет собой поверхность — г и п е р б о л о и д в р а щ е н и я.

В точке O_2, расположенной на расстоянии $\lambda/2$ от точки O_1, разность фаз $\varphi - \varphi' = 2\pi$. Электрич. поля складываются в этой точке с усилением. Очевидно, что световые волны складываются с усилением во всех точках отрезка SS', отстоящих друг от друга на расстоянии $\lambda/2$, что для видимого света составляет величину $\sim 0{,}3$ *мкм*.

Через эти точки можно провести гиперболоиды вращения (рис. 6). Т. о., интерференционная картина, образуемая двумя точечными источниками, состоит из чередующихся темных и светлых гиперболоидов вращения, фокусы к-рых расположены в точках S и S'.

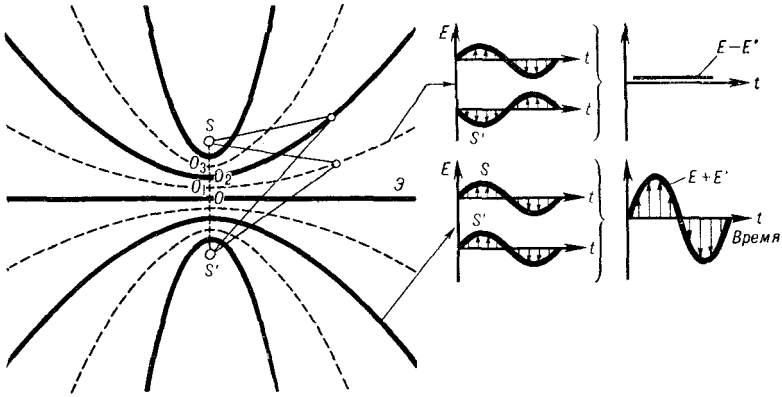


Рис. 6. Интерференция света от двух точечных источников S и S'. $Э$ — экваториальная плоскость. Гиперболы — сечения гиперболоидов максимальной (сплошные линии) и минимальной (пунктир) интенсивности света.

Если источники S и S' окружить светочувствительным веществом, к-рое затем проявить, то в нем образуются поверхности наибольшего почернения. Это — гиперболоиды, для к-рых электрич. поле имеет наибольшую интенсивность. В промежутках между ними расположены те поверхности, для которых интенсивность света минимальна, они останутся прозрачными (рис. 7).

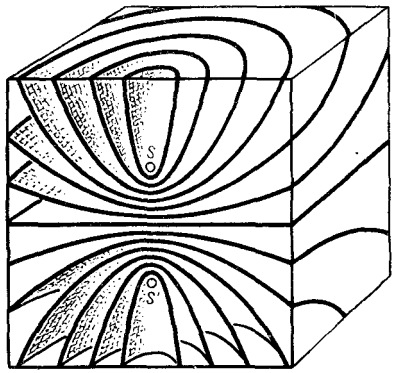


Рис. 7. Поверхности наибольшего почернения, образованные двумя точечными монохроматическими источниками света S и S' в светочувствительном кубе.

Наиболее простая интерференционная картина образуется при пересечении двух одинаковых параллельных пучков света $П_1$ и $П_2$ (плоских волн), перпендикулярных друг другу и граням светочувствительного куба (рис. 8). В этом случае поверхности наибольшего и наименьшего почернения представляют собой чередующиеся друг с другом параллельные плоскости, равноотстоящие друг от друга.

Проявив светочувствительный куб, мы получим объемную голограмму любого из двух параллельных пучков света. Если далее

осветить проявленный куб пучком света $П_1$ (рис. 9), то часть света, прошедшего через голограмму, как бы отразится от плоскостей

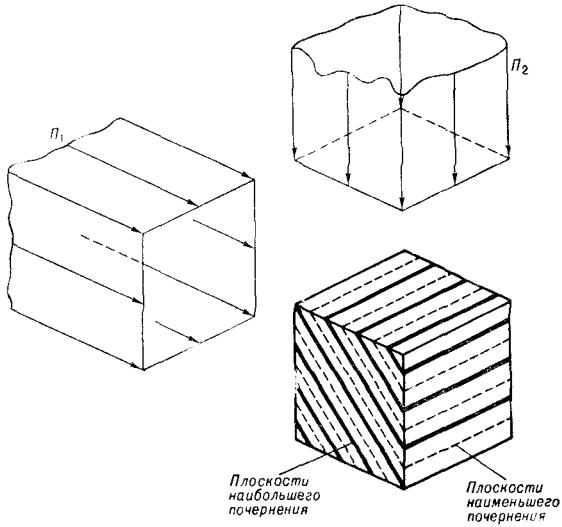


Рис. 8. Интерференция двух параллельных пучков монохроматического света $П_1$ и $П_2$ (показаны не все плоскости почернения, а только одна из 10 000).

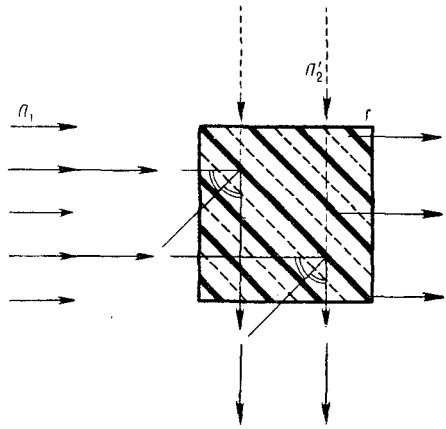


Рис. 9. Восстановление пучка $П_2$ с помощью объемной голограммы.

почернения и все выходящие лучи останутся параллельны. Наблюдатель увидит вторичный пучок $П'_2$, выходящий из куба и являющийся копией пучка $П_2$. Точно так же, освещая голограмму пучком

$П_2$, можно восстановить пучок $П_1$. Т. о., голограмма является «замороженным» изображением каждого из двух пучков света.

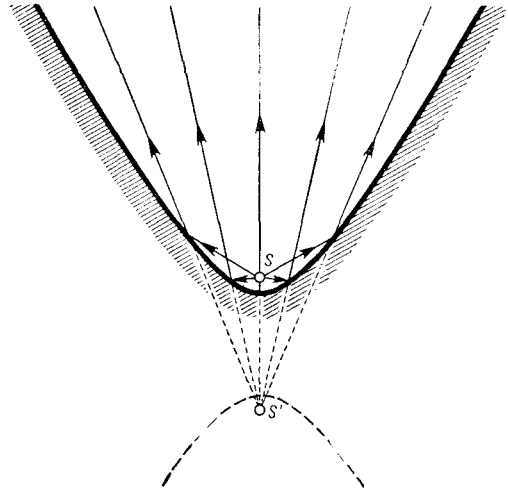


Рис. 10. Гиперболическое зеркало образует мнимое изображение S' источника света S. Источник S и изображение S' расположены в фокусах гиперболоида вращения.

Аналогично можно восстановить «замороженное» изображение каждого из точечных источников S и S', воспользовавшись свойством гиперболич. зеркала. Если в одном из его фокусов расположить точечный источник света S, то лучи, отразившись от его поверхности, образуют мнимое изображение источника S' во втором фокусе гиперболоида вращения (состоящего из двух не пересекающихся поверхностей, рис. 10). Если голограмму, образованную двумя точечными источниками света S и S', осветить одним из них, напр. S, то лучи, пройдя сквозь систему гиперболич. зеркал, образуют мнимое изображение источника S' (рис. 11).

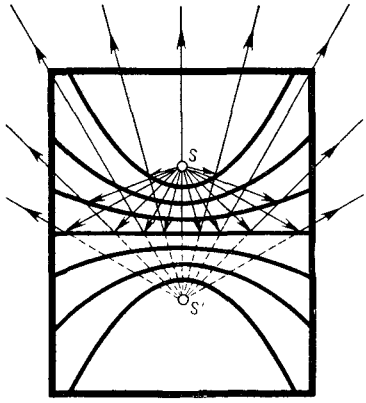


Рис. 11. Образование мнимого изображения точечного источника S' при освещении объемной голограммы источником S.

Свет, рассеянный освещенным объектом, состоит из множества пучков, расходящихся из разных точек предмета. Его также можно «заморозить» с помощью объемной голограммы. Рассмотрим это на примере простейшего объекта — точки A, освещаемой параллельным монохроматич. пучком $П_1$. При интерференции параллельного опорного и расходящегося предметного пучков света, т. е. при интерференции

плоской и сферич. волн, интерференционная картина становится более сложной (н е р е г у л я р н о й). Лучи, посылаемые точечным источником A, входят в светочувствительный куб под различными углами, в результате чего форма поверхностей почернения и расстояния между ними оказываются различными в разных точках куба (рис. 12). Если осветить голограмму опорным пучком $П_1$, то из нее выйдет расходящийся пучок, являющийся восстановленным предметным пучком (рис. 13, *а*). Продолжение расходя-

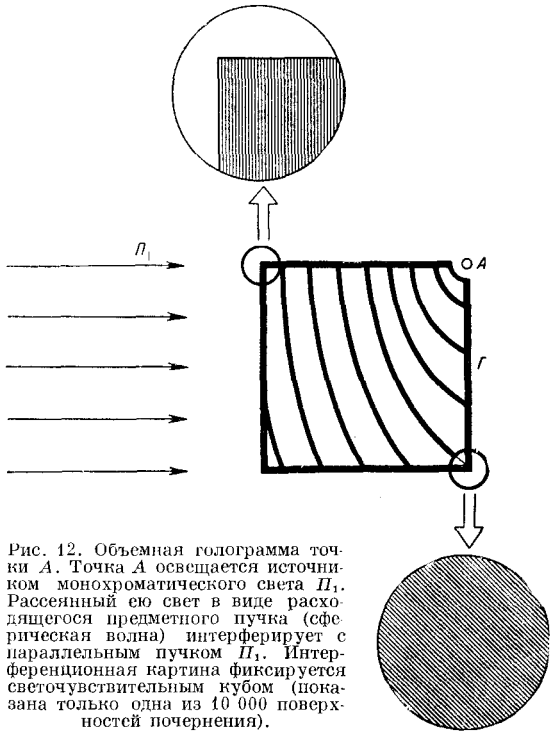


Рис. 12. Объемная голограмма точки A. Точка A освещается источником монохроматического света $П_1$. Рассеянный ею свет в виде расходящегося предметного пучка (сферическая волна) интерферирует с параллельным пучком $П_1$. Интерференционная картина фиксируется светочувствительным кубом (показана только одна из 10 000 поверхностей почернения).

щихся лучей в обратном направлении образует в точке A' мнимое изображение точки A. С помощью этой же голограммы можно восстановить и действительное изображение точки A. Для этого достаточно изменить направление опорного пучка на обратное (рис. 13, *б*). Выходящие лучи, отраженные от поверхностей почернения, сфокусируются и образуют действительное изображение A''.

Действительное изображение точки A можно увидеть с помощью матового экрана или облака дыма (висящим в облаке дыма). Действительное изображение можно наблюдать и непосредственно, если отойти от голограммы достаточно далеко. Тогда сходящиеся лучи, пройдя сквозь действительное изображение точки A, вывернутся и превратятся в расходящиеся, и наблюдатель увидит действительное

изображение, обладающее в то же время свойствами мнимого изображения.

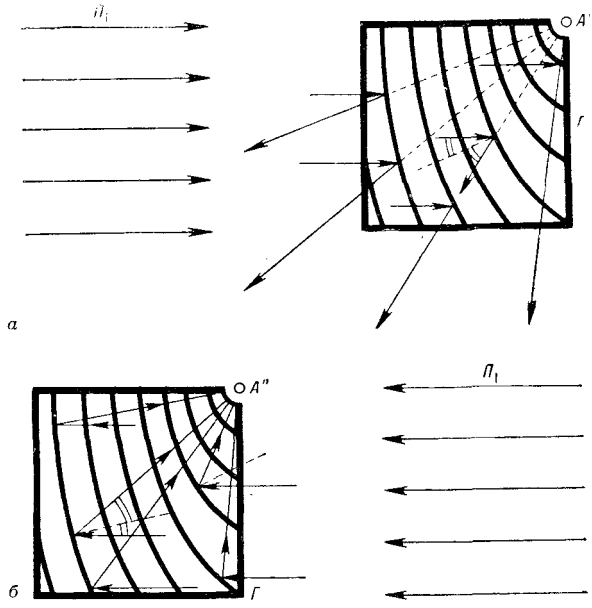


Рис. 13. Образование мнимого A' (*а*) и действительного A'' (*б*) изображений точки A.

Объемность. Рассмотрим, как образуется мнимое и действительное изображение простейшего объемного предмета, состоящего всего из двух точек A и B, к-рые расположены на разных расстояниях от светочувствительного куба (рис. 14). Обе точки, освещаемые одним источником света, образуют с опорным пучком две системы интерференционных поверхностей. Чем дальше от светочувствительного куба расположена точка, тем меньше расходимость ее предметного пучка и тем меньше искривлены поверхности почернения. Это различие в кривизне поверхностей отображает объемность предмета.

При освещении голограммы опорным пучком наблюдатель увидит точку A более далекой, чем точка B (мнимые изображения), что соответствует их истинному расположению в пространстве во время экспонирования. При изменении положения наблюдателя изменяется относительное расположение точек A и B, т. е. наблюдается п а р а л л а к с и др. объемные эффекты (рис. 15). Изменив направление опорного пучка на обратное, можно увидеть действительные изображения A'' и B'' (рис. 16). Т. к. точка A'' находится дальше от наблюдателя, то он воспримет это как обратное расположение точек A и B в пространстве. Этот эффект наз. л о ж н о й о б ъ е м н о с т ь ю.

При наблюдении мнимого изображения протяженных предметов ближний предмет, напр. B, может закрыть удаленный предмет A (рис. 17). При этом область γ голограммы содержит интерференционную картину только от предмета A, область α — от обоих предметов, и область β — от части предмета B. Поэтому, перемещая точку наблюдения, можно проследить за всеми фазами затмения предмета B предметом A. В случае действительных изображений (с большого расстояния) при затмении, наоборот, исчезает ближний предмет B и вместо него, как бы «сквозь» него, виден предмет A, расположенный сзади (рис. 18).

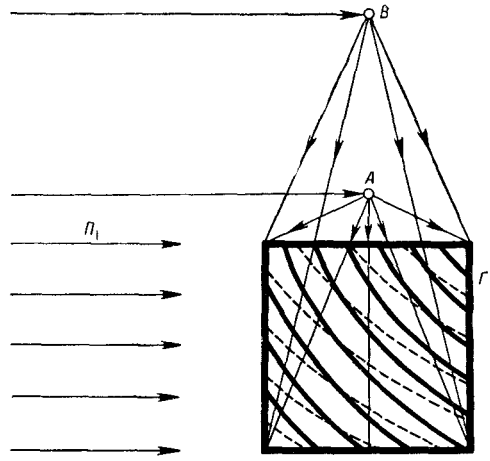


Рис. 14. Голограмма двух точек A и B, освещаемых общим источником света. Опорный пучок $П_1$ и свет, рассеянный точками A и B, образуют две системы интерференционных поверхностей (сплошные линии — поверхности наибольшего почернения, образованные точечным предметом A, пунктирные — точечным предметом B).

Объемную голограмму можно зарегистрировать в толстослойной фотоэмульсии, нанесенной на стеклянную пластинку. Для этого необходимо, чтобы толщина слоя была больше, чем расстояние между соседними поверхностями почернения. Чем больше толщина слоя, тем больше поверхностей почернения в ней образуется и тем выше точность воспроизведения объекта. Применение объемных голограмм пока ограничено трудностями изготовления однородных светочувствительных слоев большой толщины. Кроме того, толстослойные эмульсии неэффективны из-за поглощения света в толще эмульсии. Помимо толстослойных эмульсий, применяются светочувствительные щелочно-галоидные монокристаллы, в к-рых при освещении образуются окрашенные центры (см. *F-центры*).

Плоские голограммы. На практике описанный выше метод регистрации интерференционной картины с помощью толстых слоев светочувствительного вещества применяется пока еще мало. Более распространены плоские голограммы в виде тонкой светочувствительной пленки, нанесенной на стекло. Толщина пленки

обычно столь мала, что расстояние между соседними интерференционными максимумами намного ее превышает. Это определяет нек-рые особенности плоской голограммы.

Из всего объема, заполненного поверхностями почернения, тонкий светочувствительный слой плоской голограммы выхватывает лишь небольшую часть интерференционной картины. Это приводит на стадии восстановления изображения к возникновению одновременно двух изображений — действительного и мнимого.

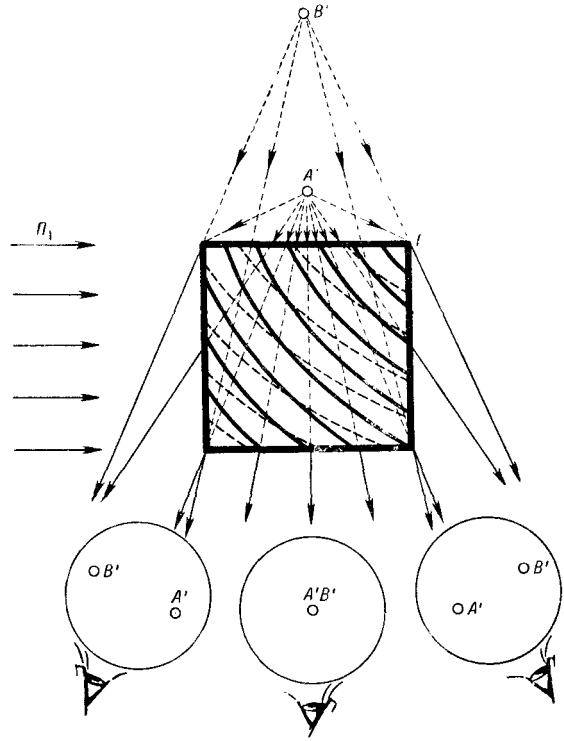


Рис. 15. Наблюдение мнимых изображений A' и B' точек A и B; при изменении положения наблюдателя изменяется относительное расположение точек A' и B'.

Рассмотрим интерференцию света от двух параллельных пучков Π_1 и Π_2, наклоненных друг к другу под углом θ (рис. 1 на вклейке в конце книги). Плоскости наибольшей интенсивности отмечены на рис. синими линиями. При перемещении пучка Π_2 в положение Π_2' интерференционная картина изменится (плоскости почернения показаны красными линиями). Однако в обоих случаях фотопластинка зарегистрирует одинаковую систему темных и светлых полос, т. е. плоские голограммы в обоих случаях будут идентичны. При освещении такой плоской голограммы опорным пучком Π_1

наблюдатель одновременно увидит два восстановленных пучка $П_2$ и $П'_2$, независимо от того, какой из них освещал фотопластинку во время экспонирования (рис. 19). Иными словами, информация о том, какой из пучков $П_2$ или $П'_2$ был предметным, теряется.

Аналогично этому, вырезав из объемной голограммы тонкий плоский слой, мы теряем сведения о том, принадлежат ли полоски почернения на голограмме выпуклым или вогнутым поверхностям.

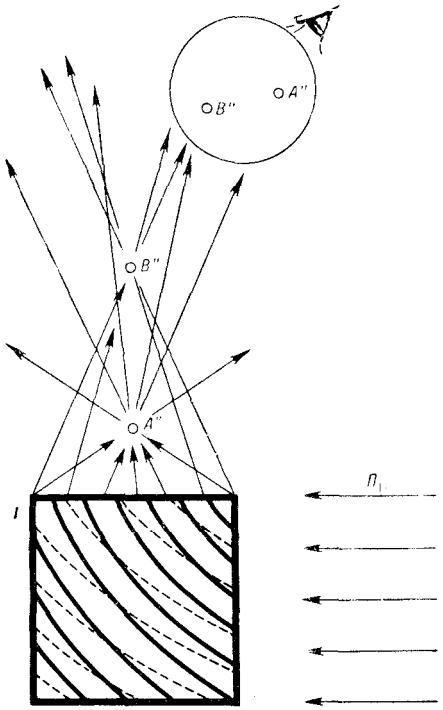


Рис. 16. Наблюдение действительных изображений A'' и B'' при освещении голограммы $Г$ обратным опорным пучком $П'_1$.

Но поскольку лучи света, образующие мнимое изображение, соответствуют отражению опорного пучка от выпуклых поверхностей почернения, а действительное изображение — отражению лучей от вогнутых поверхностей, то при освещении плоской голограммы опорным пучком $П_1$ наблюдатель увидит одновременно оба изображения — мнимое и действительное.

Рассмотрим более подробно механизм восстановления изображения с помощью плоской голограммы. В отличие от объемной голограммы, состоящей из совокупности поверхностей почернения, плоская голограмма содержит систему узких полос или пятен почернения. При восстановлении изображения, вместо согласованного отражения опорных лучей от поверхностей почернения, в слу-

чае плоской голограммы преобладает *дифракция* света на узких полосах почернения. Строго говоря, дифракция имеет место и в объемной голограмме. Однако там она проявляется значительно слабее, т. к. углы дифракции малы и основным процессом является согласованное отражение света от поверхностей почернения. В случае же плоской голограммы область дифракции захватывает все пространство.

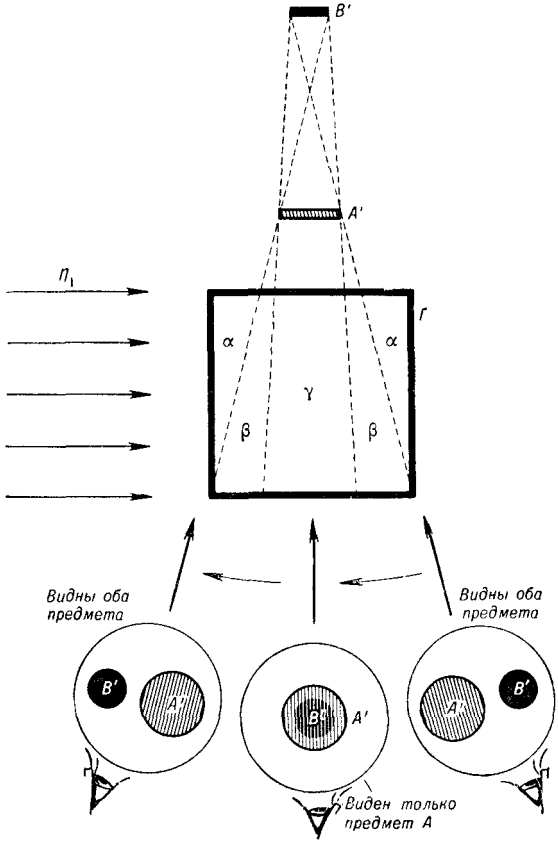


Рис. 17. Фазы затмения предмета B предметом A. При освещении голограмм прямым опорным пучком Π_1 различно видны мнимые изображения предметов A' и B' в зависимости от точки наблюдения.

Дифракционная картина имеет определенные закономерности, приводящие к восстановлению изображения объекта. В случае интерференции 2 параллельных пучков Π_1 и Π_2 плоская голограмма имеет вид микроскопич. полосок, равноотстоящих друг от друга на расстояние $a < \lambda$ (рис. 2 на вклейке в конце книги), т. е. имеет структуру, подобную *дифракционной решетке*. При прохождении

опорного параллельного пучка света через дифракционную решетку плоский фронт волны разрушается. Каждое светлое пятно голограммы становится источником вторичных волн, распространяющихся за голограммой. Интерферируя друг с другом, эти волны

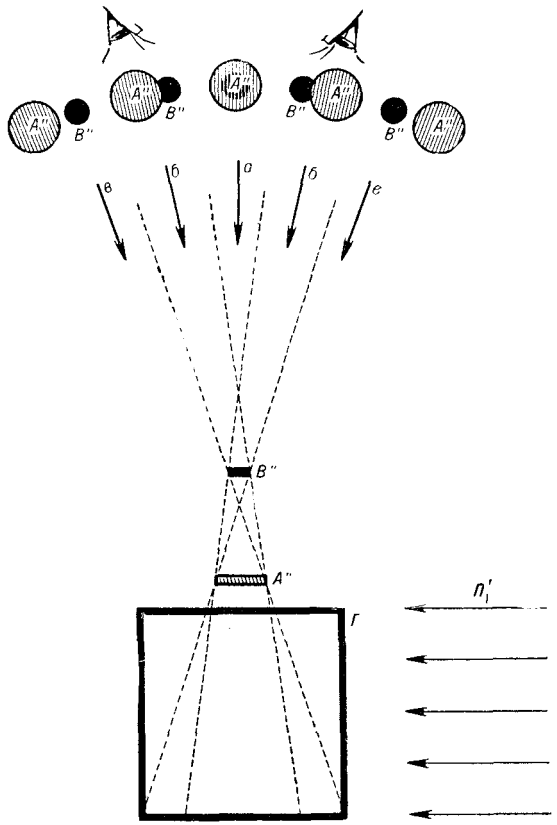


Рис. 18. Эффект ложной объемности. При освещении голограммы $Г$ обратным опорным пучком $П'$ видны действительные изображения предметов A'' и B''. В положении *а* виден только предмет A — дальний предмет с точки зрения наблюдателя. Ближний предмет B не виден. В положении *в* видны оба предмета; в положении *б* предмет A частично закрывает предмет B.

образуют за голограммой неск. параллельных и различно направленных дифракционных пучков. Один из них направлен так же, как и падающий пучок. Др. пучки наклонены к падающему пучку под углами $\pm\,\theta$, $\pm\,2\theta$, $\pm\,3\theta$ и т. д. (см. рис. 2 на вклейке в конце книги), где $\sin\theta \approx \lambda/a$ (см. *Дифракция*).

Интенсивности вторичных пучков обычно резко уменьшаются с возрастанием угла наклона. Можно подобрать такие условия получения и фотохимич. проявления голограммы, что интенсивность

пучков, идущих под всеми остальными углами, кроме $\pm\theta$, будет пренебрежимо мала. В этих условиях наблюдатель видит только два вторичных пучка, расположенных симметрично относительно освещающего пучка. Они соответствуют действительному и мнимому изображениям пучка $П_2$ (рис. 19).

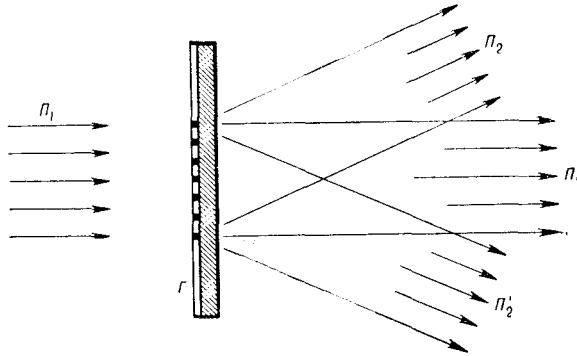


Рис. 19. При восстановлении параллельного пучка $П_2$ с помощью плоской голограммы; кроме пучка $П_2$ (действительное изображение), образуется пучок $П_2'$ (мнимое изображение).

Аналогично образуются мнимое и действительное изображения предметов. Каждая точка предмета образует на голограмме систему полос различной ширины и расположения. Голограмма в этом случае становится сложной (нерегулярной) дифракционной решеткой (см. рис. 3 на вклейке в конце книги). Изменения расстояния между штрихами решетки в отдельных участках голограммы приводят к локальным изменениям направления дифракционных пучков в этих точках. Изменения контраста или амплитуды полос приводят к локальным изменениям амплитуды, т. е. интенсивности дифракционных волн.

В результате сложной структуры решетки образующиеся дифракционные пучки уже не являются параллельными. Для каждой точки объекта за голограммой образуются две сферич. волны. Одна из них обращена выпуклостью, а другая — вогнутостью в сторону распространения основного пучка. В первом случае волны образуют мнимое, а во втором — действительное изображение точки. Мнимое и действительное изображения образуются одновременно и имеют равные интенсивности. Т. о., существует обратимость процессов: искажения фронта дифракционных волн, вызванные сложной структурой интерференционной картины на голограмме, в точности совпадают с искажениями плоской волны исходного пучка, вызванными ее отражением от объекта и породившими нерегулярность системы интерференционных полос голограммы.

Одновременное образование действительного и мнимого изображений существенно ограничивает возможное расположение предметов относительно опорного пучка. Для того чтобы при восстановлении изображения мнимое и действительное изображения не накладывались друг на друга, необходимо, чтобы объекты рас-

полагались относительно опорного пучка только по одну сторону. По др. сторону не должно быть ничего, кроме темного фона или пустого пространства. В противном случае изображения, накладываясь друг на друга, создадут взаимные помехи. В этом состоит единственное, но принципиальное ограничение, к-рое возникает при пользовании плоской голограммой вместо объемной. Все остальные свойства Г. полностью сохраняются.

Цветная голограмма. На одной плоской голограмме можно запечатлеть изображение неск. различных объектов. Напр., можно сделать неск. экспозиций при одном и том же опорном пучке. При каждой экспозиции голографируется только один предмет. Чтобы избежать наложения восстановленных изображений друг на друга, объекты при экспозиции располагают в различных местах. Можно их помещать поочередно на одном и том же месте и менять направления опорного пучка. После многократных экспозиций голограмма будет пересечена микроскопич. узорами различных ориентаций.

Используя технику совмещения изображений неск. объектов на одной голограмме, можно получить цветную голограмму многоцветных объектов. Известно, что любое цветовое впечатление можно передать сочетаниями трех основных цветов (т. е. трех длин волн), напр. красным, желтым и синим цветами, при соответствующим образом подобранных интенсивностях.

В одном из вариантов цветной Г. объект освещается тремя пучками света, длины волн к-рых подобраны так, чтобы наиболее полно передать цвет объекта. От этих же трех источников образуются опорные пучки, создающие вместе со светом, рассеянным объектом, единую голограмму. При этом на одной черно-белой фотопластинке в результате наложения трех голограмм получается сложная картина (трехкомпонентная голограмма). Такая трехкомпонентная голограмма обладает одинаковыми свойствами независимо от того, освещался ли предмет одновременно тремя пучками, либо последовательно.

Чтобы восстановить цветное изображение объекта, голограмма помещается в то же самое место, к-рое она занимала при экспозиции. Все три опорных пучка освещают одновременно голограмму. Каждый из них при прохождении через трехкомпонентную голограмму создает три действительных и три мнимых изображения — всего девять действительных и девять мнимых изображений. Три из девяти изображений точно совпадут в пространстве, образуя цветное изображение объекта. Остальные изображения, напр. «красное» изображение от «синей» компоненты голограммы, расположатся в др. местах, не мешая основному изображению, к-рое состоит из «красного» изображения от «красной» компоненты голограммы, из «желтого» изображения от «желтой» компоненты и из «синего» изображения от «синей» компоненты.

3. Источники света в голографии

Необходимыми условиями Г. являются неподвижность и высокая контрастность интерференционной картины, образующейся в области пересечения опорного и предметного пучков света во время экспозиции. Иначе говоря, области макс. почернения не должны смещаться во время экспозиции. Если принять во внимание, что длина волны видимого света $\lambda \sim 0{,}5$ *мкм*, то легко представить трудности, возникающие при реализации этого требования. На

неподвижность в пространстве интерференционной картины, регистрируемой голограммой, *влияют два основных фактора*: механич. жесткость всех элементов голографич. установки и способность самого света образовывать устойчивую и контрастную интерференционную картину. Свет, обладающий такой особенностью, наз. к о г е р е н т н ы м (см. *Когерентность*). Рассмотрим его особенности.

Так как расстояния между поверхностями или полосками почернений на голограмме непосредственно связаны с длиной волны света λ, то световые волны должны быть монохроматичны, т. е. иметь одну и при этом постоянную длину волны. Свет, излучаемый реальными источниками, не является идеально монохроматическим. Степень его монохроматичности характеризуется отношением длины волны λ к разности $\Delta\lambda$ между наибольшей $\lambda_{макс}$ и наименьшей $\lambda_{мин}$ длинами волн, содержащимися в пучке света.

Если источник излучает свет в нек-рой полосе длин волн $\Delta\lambda$, то каждая спектральная компонента будет создавать свою интерференционную картину. При одновременном действии всех компонент освещенность полос усреднится и контраст интерференционной картины ослабеет (в цветной Г. каждая из трех компонент должна быть монохроматичной).

Посмотрим, как влияет немонохроматичность света на интерференционную картину на примере интерференции света от двухточечных источников, излучающих когерентный свет, длина волны к-рого хаотически колеблется (во времени) в пределах от $\lambda_{макс}$ до $\lambda_{мин}$. Свет с длиной волны $\lambda_{мин}$ образует интерференционную картину, показанную на рис. 20 сплошными линиями, а свет с длиной

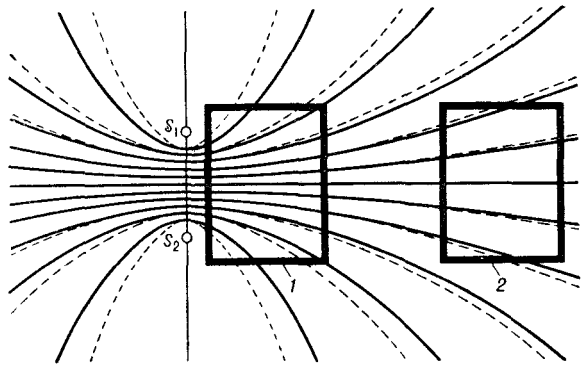


Рис. 20. Размытие интерференционной картины от двух точечных источников света при изменении длины волны света ($\lambda_{мин}$ — сплошные линии, $\lambda_{макс}$ — пунктир — смещается). Это регистрируется голограммой различно на разных расстояниях от источника.

волны $\lambda_{макс}$ дает сдвинутую картину (пунктир). Т. к. полное число образующихся гиперболоидов почернения равно целому числу N полуволн, умещающихся на отрезке S_1S_2 (см. выше), то величина N обратно пропорциональна λ. Поэтому изменение длины волны будет сопровождаться изменением положения поверхностей почернения, а следовательно, и изменением полного их числа N

в пространстве. При этом уменьшение длины волны приводит к увеличению числа поверхностей почернения, и наоборот. Нечувствительной к изменению длины волны остается лишь экваториальная плоскость.

Если светочувствительный куб расположен вплотную к источникам, то он захватывает все поверхности почернения. Интерференционная картина в этом случае зарегистрируется более полно. Изменение λ за время экспозиции приводит к ее размытию. При этом, чем дальше от экваториальной плоскости расположены поверхности почернения, тем сильнее размытие. Степень ослабления контрастности уменьшается по мере приближения к экваториальной плоскости. Число поверхностей почернения N, регистрируемое голограммой, зависит от ее размера и относительного расположения источника (рис. 20). Если длина волны света λ за время экспозиции изменится настолько, что число поверхностей почернения N возрастет или уменьшится на единицу, то это приведет к потере контрастности примерно у половины всех поверхностей почернения.

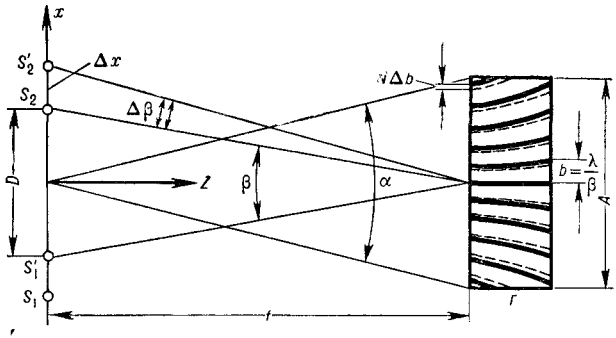


Рис. 21. Размытие интерференционной картины под влиянием протяженности источников света вдоль оси x. Для того чтобы контраст интерференционной картины заметно не ослаблялся, необходимо, чтобы $\Delta x \ll \lambda/\beta$. Обычно принимается $\alpha = \beta$, а $D \approx A$.

Очевидно, что для сохранения контраста у большинства поверхностей почернения необходимо, чтобы за время экспозиции число поверхностей почернения изменилось бы меньше, чем на единицу. Это означает, что степень монохроматичности света $\Delta\lambda/\lambda_0$ [$\lambda_0 = {}^1/_2(\lambda_{макс} + \lambda_{мин})$] должна быть значительно меньше, чем $1/N$, где N — полное число поверхностей почернения, умещающихся в голограмме, т. е.:

$$\lambda/\Delta\lambda \gg N. \qquad (1)$$

Отсюда следует, что чем большее число поверхностей почернения N регистрируется голограммой, тем жестче требования к монохроматичности света. Т. о. для получения контрастной голограммы требуется вполне определенная степень монохроматичности света, определяющаяся как размером голограммы, так и ее расположением относительно источника света. Все сказанное справедливо и для плоской голограммы.

Однако одной монохроматичности, или *временной когерентности* света еще недостаточно, чтобы получить контрастную картину.

Вторым важным условием является *пространственная когерентность*. Реализовать это условие для реальных нелазерных источников света трудно.

До сих пор рассматривались точечные источники света и параллельные пучки, что, конечно, является идеализацией. Посмотрим, как влияет протяженность источников на интерференционную картину. Для этого заменим каждый из точечных источников S_1 и S_2 двумя расположенными близко друг к другу источниками S_1, S_1'

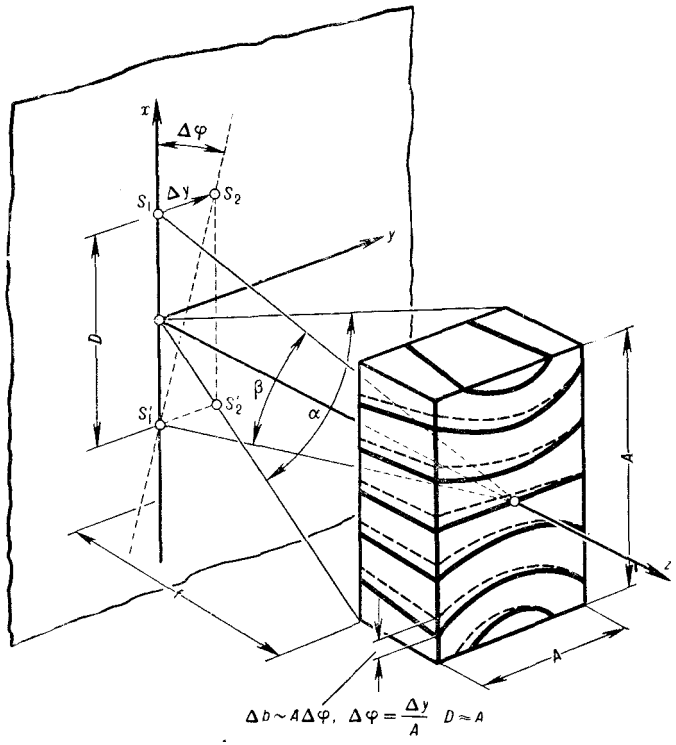


Рис. 22. Размытие интерференционной картины под влиянием протяженности источника вдоль оси oy. Необходимое условие — сохранение контраста: $\Delta y \ll \lambda/\alpha$.

и S_2, S_2' (рис. 21). Сплошными линиями показана интерференционная картина, образованная источниками S_1 и S_2, а пунктирными линиями — интерференционная картина от источников S_1' и S_2'. Т. к. макс. сдвиг поверхностей почернения на краях голограммы должен быть значительно меньше расстояния между этими поверхностями, равного $b = \lambda/\beta$, где β — угол, под к-рым видна каждая пара источников S_1' и S_2, то контрастность интерференционной картины не ослабеет, если протяженность источников, используемых

в Г., вдоль оси Δx будет удовлетворять условию:

$$\Delta x \leqslant \lambda/\beta. \qquad (2)$$

Полное число интерференционных поверхностей, умещающихся на голограмме размером A, при этом равно $N = A\beta/\lambda$. Т. о., чем дальше от источников расположена голограмма, т. е. чем меньше угол β, тем больший размер Δx может иметь источник света.

Аналогичные рассуждения для протяженности источников вдоль осей y и z дают:

$$\Delta y \leqslant \lambda/\beta \quad \text{и} \quad \Delta z \leqslant \lambda/\beta^2. \qquad (2,a)$$

Т. е. глубина каждого источника (протяженность вдоль оси z) может быть в $1/\alpha$ раза больше, чем его размеры вдоль поперечных осей y и x (рис. 22, 23).

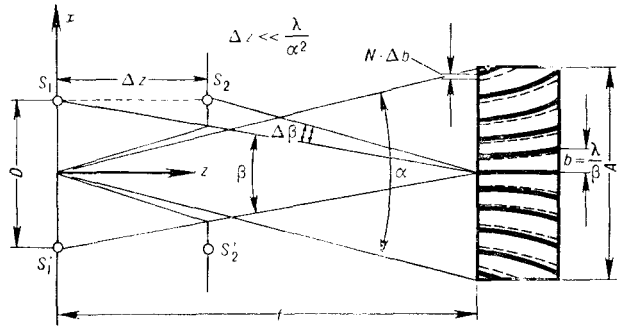


Рис. 23. Расплывание интерференционной картины под влиянием протяженности источника Δz вдоль оси z. Для того чтобы контраст интерференционной картины заметно не ослаблялся, необходимо, чтобы $\Delta z \leqslant \lambda/\alpha^2$ ($\alpha = \beta$).

Из сказанного следует, что для достижения высокой контрастности интерференционной картины необходимо иметь источники монохроматич. света либо очень малых размеров, либо же удалять их на достаточно большие расстояния. Резюмируя, можно сказать, что когерентность света, или его способность образовывать неподвижную и контрастную интерференционную картину, определяется двумя факторами: 1) монохроматичностью света и 2) направленностью лучей света, к-рая для нелазерных источников определяется их размерами и удаленностью от голограммы.

Напр., если опорный пучок освещает предмет размером 3×3 *см*^{2}, отстоящий от голограммы на расстоянии 30 *см*, $\beta = {}^1/_{10}$ *рад* и «объем», в к-рый должен «вписаться» источник света (о б ъ е м к о г е р е н т н о с т и), определяется условиями:

$$\Delta x \leqslant 5 \text{ мкм}, \quad \Delta y \leqslant 5 \text{ мкм}, \quad \Delta z \leqslant 50 \text{ мкм}.$$

Иными словами, источник монохроматич. света должен иметь микроскопич. размеры. Не говоря уже о трудности его изготовления, очевидно, что интенсивность его будет ничтожна. В действительности подобных источников не изготавливают, а берут обычный источник и свет от него пропускают через отверстие (в диафрагме) необходимых размеров. Если взять, в частности, ртутную лампу

размером $a = 5$ *мм*, то в отсутствие диафрагмы ее придется удалить от голограммы на расстояние $\gg A/a$, т. е. примерно на 100 *м*. Коэфф. использования света лампы при диафрагмировании или удалении лампы на большое расстояние $\sim 10^{-8}$. При еще бо́льших размерах голограммы обычный источник света придется отодвинуть на расстояние в неск. *км*. Время экспозиции при этом достигает величины более одного года. Вот почему изобретателю Г. англ. физику Д. Габору удалось получить голограммы только простейших микроскопич. объектов при длительности экспозиции в неск. часов.

Только после появления квантовых генераторов света — л а з е р о в — Г. начала бурно развиваться. Сочетание высокой интенсивности пучка лазера с его острой направленностью и весьма высокой монохроматичностью делает лазер почти незаменимым элементом любой голографич. установки (см. *Лазер*).

4. Голографическое устройство. Разрешающая способность голографического метода

На рис. 24 приведена схема простейшей голографич. установки. Параллельный пучок света от *гелий-неонового лазера*, непрерывно испускающего монохроматич. свет с длиной волны $\lambda = 0{,}63$ *мкм* (см. *Газовый лазер*), фокусируется линзой $Л_1$ на плоскость непрозрачного экрана и диафрагму с микронным отверстием. Часть

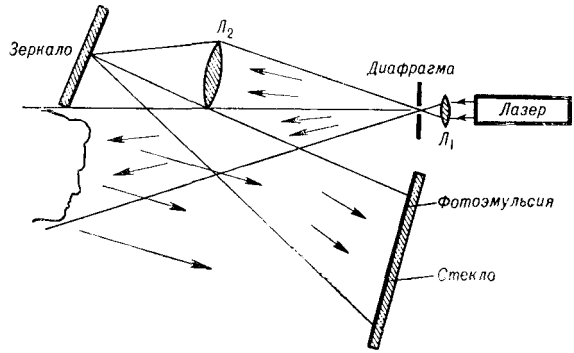


Рис. 24. Схема голографической установки.

света рассеивается объектом, другая часть с помощью линзы $Л_2$ фокусируется на плоскость зеркала. Отразившись от него, он освещает фотопластинку (иногда вместо зеркала применяют стеклянную призму). Все детали голографич. установки прочно закреплены на гранитной плите или на прочном фундаменте.

При освещении плоской голограммы лазером на стадии восстановления из-за неравномерного расположения интерференционных полос за голограммой возникнут вторичные дифракционные пучки, образующие изображения объекта (рис. 25). Яркое пятно в центре — след прямого пучка лазера, освещающего голограмму при восстановлении изображения. Действительное и мнимое изображения сдвинуты относительно прямого пучка на расстояние, равное расстоянию между объектом и зеркалом (рис. 24).

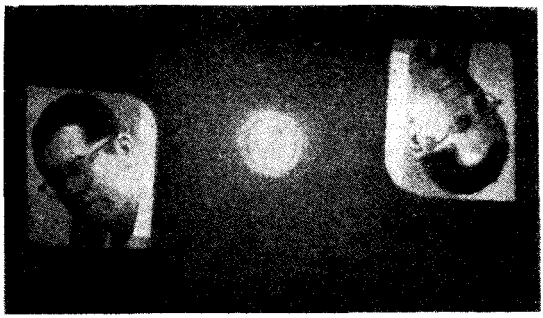


Рис. 25. Изображения, восстановленные с помощью плоской голограммы.

Минимальное расстояние между двумя соседними точками предмета, к-рые можно еще увидеть раздельно при наблюдении изображения предмета с помощью голограммы, наз. р а з р е ш а ю щ е й с п о с о б н о с т ь ю голограммы. Если две точки объекта находятся внутри объема когерентности dx, dy, dz, то они образуют практически неразличимые интерференционные картины (см. выше). Естественно, что на стадии восстановления вместо двух точек мы увидим только одну, правда, неск. размытую. Лишь в том случае, если две точки предмета удалены друг от друга, так что они не могут уместиться в одном объеме когерентности, они будут видны раздельно. Следовательно, разрешающая способность голограммы определяется величиной этого объема, к-рый зависит от степени монохроматичности и направленности света лазера, а также от размера голограммы. Он уменьшается с увеличением размеров голограммы. Т. о , чем больше размер голограммы, тем выше ее разрешающая способность. В свою очередь эффективный размер голограммы тем больше, чем выше когерентность источника. Вопрос о разрешающей способности голограммы переплетается с вопросом о разрешающей способности эмульсии, с помощью к-рой регистрируется интерференционная картина. Последняя обусловлена гл. обр. размерами кристаллов бромистого серебра — светочувствительного элемента эмульсии, — а также, очевидно, характером процессов рассеяния света в эмульсии. Поскольку среднее расстояние между соседними полосками почернения равно λ/β (см. выше), то миним. размер пятна в фотоэмульсии должен быть меньше этой величины. Напр., если $\beta = {}^1/_{10}$, то среднее расстояние между полосками почернения равно $\lambda/\beta = 10\lambda \approx 5$ *мкм* и, следовательно, для регистрации такой интерференционной картины требуется фотоэмульсия с разрешением $\geqslant 200$ линий/*мм*. Иными словами, разрешающая способность фотоэмульсии в Г. должна быть гораздо выше, чем в фотографии, где часто можно довольствоваться разрешающей способностью в 60 линий/*мм*.

Как правило, повышение разрешающей способности фотоэмульсии обычно сопровождается падением ее чувствительности. Изготавливают фотоэмульсии с разрешающей способностью $\sim$ 2000—3000 и даже 10 000 линий/*мм*. Фоточувствительные вещества, применяемые в Г., должны иметь ультрамелкозернистую структуру,

обладать высокой степенью однородности и быть лишенными механич. дефектов и примесей, вызывающих «паразитное» рассеяние света в голограмме.

5. *Применение голографии*

Голографическая фотография в кино. Г. применяется для получения объемного изображения предметов, разбросанных в пространстве или быстро движущихся. Напр., голографич. установка «Дисдрометр» позволяет запечатлеть мгновенное распределение в пространстве частичек аэрозолей, капель тумана или мелких частичек выхлопных газов двигателей ракет. При этом, т. к. длительность экспозиций $\sim 10^{-8}$ *сек* (что достигается с помощью импульсного лазера), то даже быстро летящие пылинки застывают как неподвижные в пространстве. Таким же методом можно голографировать мелкие организмы, населяющие толщу воды или планктон.

Если голограммы, снятые в определенной временной последовательности, затем рассматривать в той же последовательности, то можно увидеть объемные предметы в движении. Это — голографическое кино. Пока такое кино еще не получило распространения.

Большой интерес вызывает идея голографического телевидения, но пока удалось осуществить медленную передачу только одного кадра — одной голограммы на большие расстояния. *При этом контур передаваемого предмета виден даже* тогда, когда связь прервана в течение 90% времени передачи. Основная трудность здесь состоит в том, что для получения высококачественного объемного изображения в Г. требуется светочувствительная среда с разрешающей способностью < 1 *мкм*. Это, во-первых, во много раз меньше минимальных деталей (100 *мкм*), к-рые *можно передать по обычному телевизионному каналу*, и, во-вторых, меньше диаметра электронного луча на экране в передающих и приемных трубках. Поэтому для того чтобы по обычной схеме осуществить *телепередачу голограммы, необходимо не только* расширить в неск. сотен раз *полосу пропускания* телевизионного канала, но и уменьшить диаметр электронного луча в передающей и приемной трубках.

Голографический микроскоп. В голографич. микроскопе получают плоскую голограмму предмета O, освещая его расходящимся монохроматич. светом лазера (рис. 26, *а*). Расходимость опорного и предметного пучков приводит к тому, что дифракционная картина, регистрируемая голограммой, увеличивается в масштабе. При восстановлении изображения голограмму освещают расходящимся пучком (рис. 26, *б*). Это также создает увеличение изображения предмета.

Дополнительным фактором, вызывающим увеличение изображения, является увеличение длины волны света на стадии восстановления. Оказывается, что если голограмму параллельного пучка света, полученную в лучах света меньшей длины волны λ_1, освещать на стадии восстановления светом большей длины волны λ_2, то вторичные пучки света, образуемые голограммой, будут наклонены под бо́льшим углом θ_2 к основному пучку, чем в случае той же длины волны λ_1 ($\theta_2 > \theta_1$), т. к. $\theta = \lambda/a$, где a — расстояние между соседними полосами почернения (рис. 27). Но чем больше угол θ,

тем шире расходимость лучей, образующих изображение предмета с помощью голограммы. Аналогичные рассуждения приводят к выводу, что чем больше длина волны λ_2 при восстановлении, тем больше

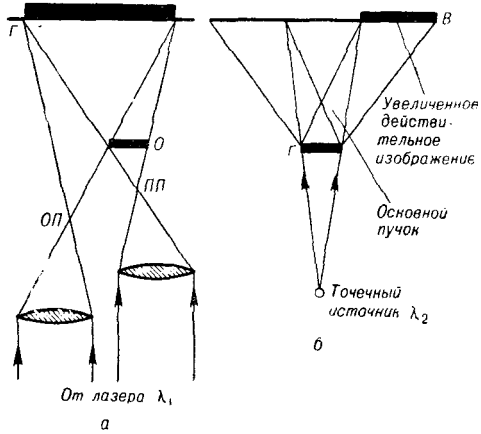


Рис. 26. Голографический микроскоп. а — получение голограмм; *ОП* — опорный пучок, *ПП* — предметный пучок, освещающий образец *О*; *б* — для восстановления изображения голограмма освещается расходящимся пучком света с большей длиной волны λ_2. В плоскости *В* получается увеличенное действительное изображение.

радиус кривизны дифракционного сферич. фронта, создаваемого голограммой, и тем больше размер самого восстановленного изображения, к-рое образуется от голограммы на значительно большем расстоянии. Расчет показывает, что коэфф. увеличения голографич

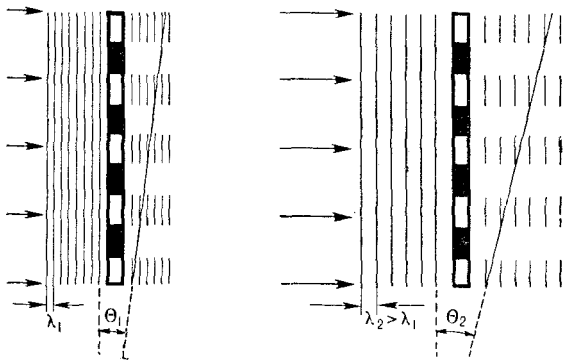


Рис. 27. Изменение направления распространения вторичных лучей при освещении плоской голограммы лучами света разной длины волны.

микроскопа равен произведению геометрического коэффициента увеличения, определяющегося расходимостью опорного пучка, освещающего голограмму при восстановлении, и волнового коэффициента $k_в = \lambda_2/\lambda_1$.

В разрабатываемом рентгеновском голографич. микроскопе используются и геометрическое, и волновое увеличение. Т. к. принципы Г. применимы для любых электромагнитных волн, то для получения голограмм можно использовать рентгеновское излучение с длиной волны $\lambda = 10^{-2}$ *мкм*, а на стадии восстановления — видимый свет с $\lambda = 0{,}5$ *мкм*. Если геометрич. увеличение равно 200, то полный коэфф. увеличения микроскопа $k = 200 \cdot \frac{0{,}5 \cdot 10^{-4}}{10^{-8}} = 10^6$.

Таковы ожидаемые параметры рентгеновского голографич. микроскопа Основная технич. трудность при его создании — получение достаточно интенсивных когерентных рентгеновских лучей. Возможно, что решение этой проблемы будет найдено с помощью кристаллов, атомные слои к-рых в отношении рентгеновских лучей обладают свойствами, близкими к свойствам поверхностей почернения объемной голограммы в лучах видимого света. Т. к. образец находится вне рентгеновской установки, то с помощью рентгеновского голографич. микроскопа удастся заглянуть внутрь живой клетки. Большая проникающая способность рентгеновских лучей должна также привлечь внимание металлургов.

Звуковидение. Голографич. метод применим не только к электромагнитным волнам, но и к любому волновому процессу, в частности к звуковым и ультразвуковым волнам. На этом основано голографич. звуковидение, одна из возможных схем к-рого показана на рис. 28. В непрозрачную жидкость погружен предмет и

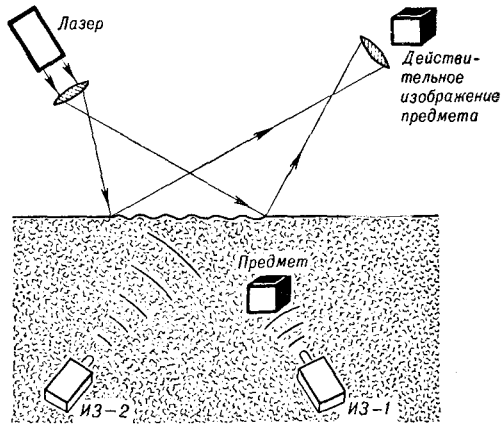


Рис. 28. Звуковидение в непрозрачной среде. *ИЗ-1* и *ИЗ-2* — звуковые генераторы.

источники звука *ИЗ-1* и *ИЗ-2*, возбуждающиеся общим звуковым генератором. *ИЗ-2* создает опорные волны в воде, *ИЗ-1* «озвучивает» предмет, что приводит к образованию предметных волн. На поверхности жидкости в результате интерференции двух звуковых волн образуется интерференционная рябь — звуковая голограмма. Освещая ее пучком света от лазера, можно увидеть объемное изображение предмета. Подобное устройство требует источников звука достаточно высокой мощности.

Др. схема голографич. звуковидения состоит в непосредственной регистрации с помощью миниатюрного микрофона интерференционной картины звуковых волн в воздухе или др. среде. При перемещении микрофон сканирует интерференционную картину и записывает сигнал, к-рый затем преобразуется в почернение фотоэмульсии соответствующей интенсивности. Звуковая голограмма просвечивается пучком света, как в обычной Г. Голографич. звуковидение очень важно для океанографич. исследований. Аналогичные устройства позволят также увидеть внутренние органы животных и людей.

Распознавание образов. Используя Г., можно осуществить оптич. фильтрацию изображения. Этот процесс можно сравнить с фильтрацией радиоволн, но Г. позволяет фильтровать не радиоволны различных частот, а зрительные образы: буквы, цифры, силуэты самолетов, микробов, хромосом и т. п. Причем сортировка этих образов может быть проведена с огромной быстротой. Лазерный пучок просвечивает сперва кадр, содержащий набор всевозможных образов, включая искомый, а затем голограмму — эталон исходного образа, полученную ранее при освещении тем же лазерным пучком. Появление яркой точки на выходном кадре указывает на наличие и расположение искомого образа в кадре. Если в исходном изображении имеется неск. таких же образов, то в кадре появится неск. ярких точек. Одновременно можно вести поиск многих образов, расположенных как на экране телевизора, так и в поле зрения микроскопа или в пространстве.

Распознавание образов с помощью Г. обладает преимуществами по сравнению с методами, основанными на применении электронно-вычислительной машины: 1) время, затрачиваемое на операцию поиска в Г., в дес. тыс. раз меньше. Поиск образа ведется одновременно по всей голограмме.

Одновременно можно вести поиск многих образов. Недостаток голографич. метода состоит в том, что ответ нельзя выразить численно.

С помощью объемной голограммы поиск образа удается вести даже по небольшому его фрагменту. Так, напр., страницу книги, содержащуюся в объемной голограмме, можно найти по ее части. Более того, можно увидеть в выходном кадре всю страницу и прочесть на ней то, что отсутствует на фрагменте. Дополняющий страницу фрагмент наз. фантомным изображением.

Особенности объемной голограммы вызывают аналогию между объемной голограммой и мозгом высших животных и человека. По-видимому, между механизмом памяти и накоплением изображений предметов в объемной голограмме существует связь. Это применение Г. переплетается с проблемой моделирования функциональной деятельности нервных клеток и мозга высших животных и человека.

Интерференционный контроль. Г. уже практически применяется в технике. Пример — интерферометрич. метод контроля изделий. Сложную деталь, напр. лопасть винта, к-рую требуется изготовить с очень высокой точностью, сравнивают интерферометрически с шаблоном. Для этого деталь устанавливают на стенд и освещают лазерным пучком. В отличие от др. методов интерферометрич. контроля, поверхность изделия при этом не нужно полировать. Свет, рассеянный освещенным изделием, пропускается сквозь голограмму шаб-

лона. Отступление формы изделия от шаблона приводит к возникновению интерференционных полос, число и расположение к-рых в пространстве характеризует степень отличия изделия от шаблона.

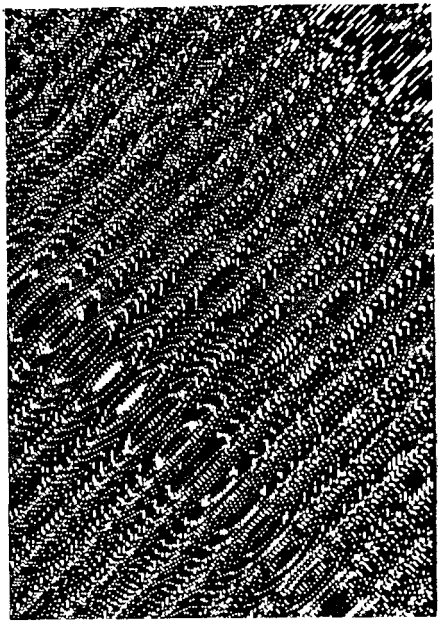


Рис. 29. Искусственная голограмма 5 точек в пространстве.

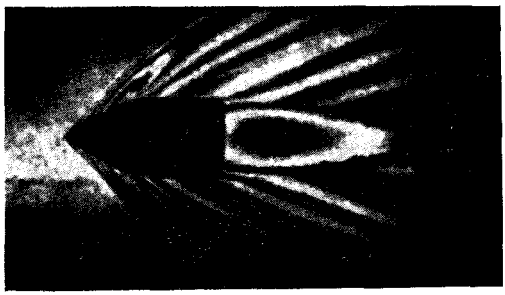


Рис. 30. Голографическая интерферограмма потока воздуха около летящей пули, полученная методом двойной экспозиции одной и той же голограммы. Первая экспозиция — пули нет, вторая экспозиция — с пулей.

Если голограмму рассчитать и приготовить искусственно (рис. 29), то нет необходимости даже изготавливать шаблон. Достаточно иметь только его чертеж.

Голографич. методы позволяют обнаружить ничтожно малые деформации или вибрации тел, к к-рым нельзя прикасаться ничем, кроме луча света. Таким же методом удается «слышать» сквозь вакуумное пространство, в к-ром распространение звука вообще невозможно. Г. удачно используется при исследовании процессов в аэродинамич. трубах при продувании моделей самолетов, а также при исследовании плазмы. С помощью метода двойных экспозиций на голограмме совмещают две различные картины. Этот метод применяется для количественных исследований воздушных потоков (рис. 30), а также при исследовании пламени и структуры плазмы.

6. История голографии

Г. была изобретена англ. физиком Д. Габором в 1947 г. Габор обратил внимание на парадокс, связанный с образованием изображения в фотографии. Изображение предмета на фотопластинке получается четким только при определенном расположении предмета, объектива и фотопластинки. Между тем, очевидно, что лучи света, образующие изображение в плоскости фотопластинки, не исчезают и к ним не добавляются др. лучи на всем протяжении от предмета до фотоаппарата. Поэтому нет оснований сомневаться в том, что изображение предмета присутствует в скрытом виде в любой плоскости между предметом и объективом, в частности в плоскости, к-рая расположена непосредственно перед линзой. Разбираясь в причинах этого, Габор создал теорию образования изображения. Любое изображение предмета, к-рое мы получаем с помощью объектива, можно разбить на простейшие видимые элементы — «точки». Размер этих элементов определяется объемом когерентности, к-рый в свою очередь зависит от размера объектива. Если свет, освещающий предмет, не когерентен, то для получения изображения предмета в плоскости перед объективом, к-рое обладало бы теми же качествами, что и изображение, получаемое объективом, т. е. при одном и том же числе точек изображения необходимо передать или зарегистрировать не N точек, а N^2 точек. Напр., если на экране телевизора на одном кадре присутствует около 10^6 точек, то для передачи изображения без помощи линзы их потребуется не 10^6, а 10^{12}.

Если предмет осветить когерентным светом, то в этом случае можно образовать интерференционную картину. Тогда, согласно теории Габора, для регистрации N точек изображения предмета без помощи линз требуется получить в плоскости фотопластинки N интерференционных полос с хорошим контрастом. Иначе говоря, размер «точки», напр. dx, должен равняться расстоянию между интерференционными полосами. Т. о., в случае когерентного света требуется всего $2N$ точек, чтобы зарегистрировать изображение полно.

Непосредственной проблемой, к-рая привела Габора к открытию Г., явилось усовершенствование электронного микроскопа. В 1947—48 гг. Габор с сотрудником И. Вильямсом получили первые плоские голограммы путем сильного диафрагмирования пучка света от ртутной лампы (рис. 31, *а*). Размер отверстия диафрагмы равнялся 1—2 *мкм*, а время экспозиции — неск. часам. Основная трудность, к-рая мешала Габору получить хорошее изображение, заключалась во взаимных помехах, к-рые возникали на

стадии восстановления изображения из-за одновременного появления мнимого и действительного изображений (рис. 31, *б*).

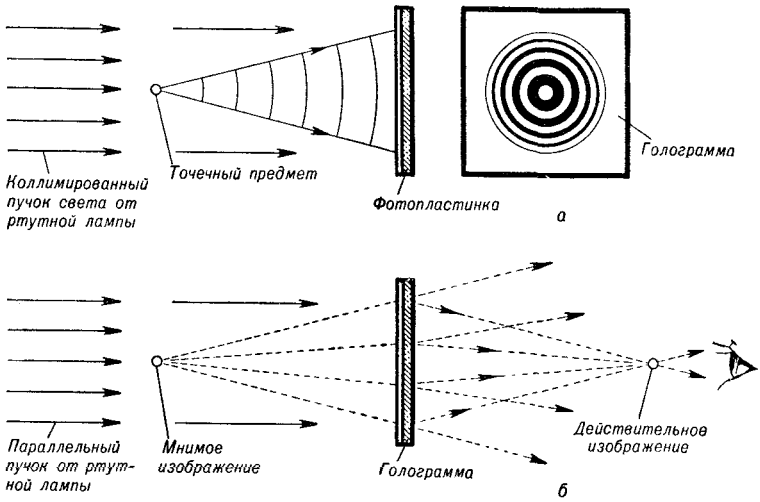


Рис. 31. Схема установки Габора; *а* — получение голограммы, *б* — восстановление изображения.

Габор предполагал в дальнейшем начать опыты на электронном микроскопе. Однако вскоре улучшение изображения в электронном микроскопе было достигнуто др. методами, идеи же Г. надолго остались нереализованными. Лишь спустя 12 лет, в 1962 г., с появлением лазеров в Г. наступила новая эра. Поворотным пунктом явились эксперименты амер. радиофизиков и оптиков Э. Лейта и Дж. Ю. Упатниекса. Они отделили опорный пучок от предметного пучка и этим полностью устранили взаимные помехи между действительным и мнимым изображениями. Опорный и предметный пучки в их установке пересекались непосредственно перед фотопластинкой (рис. 32, *а*, *б*). Введение диффузного освещения предмета еще более повысило качество изображений. Теперь каждая точка предмета испускала свет широким пучком, и на стадии восстановления через любую точку голограммы наблюдатель мог видеть сразу весь предмет, причем со всеми эффектами объемности, как это предсказывал Габор в своей первой работе 1948 г.

Важный вклад в развитие Г. внес Дж. Строук, к-рый разработал современные схемы Г. и теоретически обосновал возможность создания рентгеновского голографич. микроскопа.

В СССР первый обратил внимание на работы Габора и начал разработку оригинальных голографич. систем Ю. Н. Денисюк. Экспериментируя с толстослойными эмульсиями в 1962 г., он создал объемные голограммы. При отражении света от двух и более поверхностей почернения объемной голограммы между отраженными пучками также возникает интерференция. В результате этого из объемной голограммы выходят неослабленными лучи света только

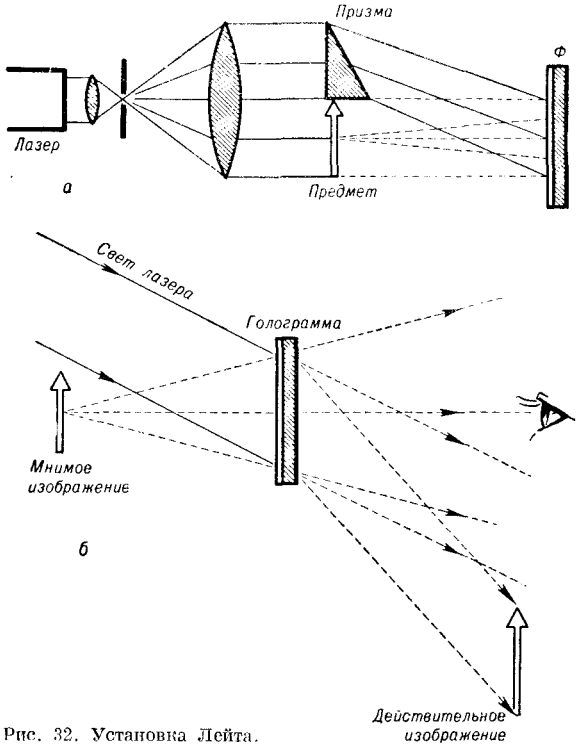


Рис. 32. Установка Лейта.

тех длин волн и только под теми направлениями, для к-рых лучи 1,2 и т. д. интерферируют с усилением. Напр., в простейшем случае

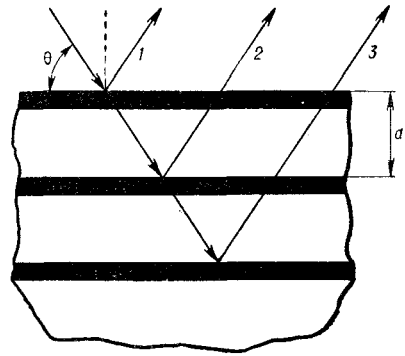


Рис. 33. Объемная голограмма является монохроматором и коллиматором.

параллельных равно отстоящих друг от друга плоскостей почернения разность хода Δ между лучами, отраженными от соседних

поверхностей почернения, равна $\Delta = 2d \sin \theta$, где θ — угол скольжения (рис. 33) Для того чтобы имело место сложение этих волн с усилением, величина Δ должна равняться целому числу длин

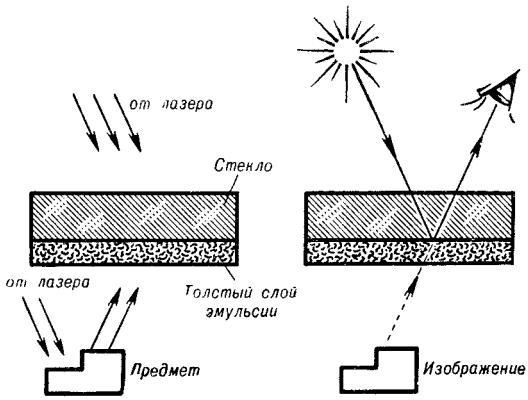


Рис. 34. Схема опыта Строука с голограммой Денисюка на стадии восстановления; источник света — Солнце (без фильтра).

волн, т. е. $2d \sin \theta = k\lambda$ (k — целое число). Все остальные лучи не удовлетворяющие этому условию, ослабляются. Т. о., если объемную голограмму осветить белым светом, то из его широкого

Рис. 35. Изображение кузнечика, восстановленное с объемной голограммы в лучах карманного фонарика, соответственно ориентированных относительно объемной голограммы.

спектра лучей голограмма самостоятельно выделит свет только одной длины волны λ с высокой степенью монохроматичности и определенного направления. Поэтому на стадии восстановления объемную голограмму не обязательно освещать лазером. Можно пользо-

ваться обычными источниками света, вплоть до карманного фонарика (рис. 34, 35). Объемная голограмма сама выполняет функции монохроматора и коллиматора.

Возникновение Г. по ее последствиям можно сравнить только с созданием радиосвязи. Появление лазеров — источников когерентного света — сблизило оптику с радиотехникой. Такое сближение и взаимное проникновение теоретич. представлений радиофизики в физич. оптику привело к появлению новой области науки — р а д и о о п т и к и. Г. можно считать одним из разделов радиооптики. Единство математич. методов, используемых в когерентной оптике, Г. и теории связи, является теоретич. фундаментом радиооптики.

Лит.: 1) Ф а б р и к а н т В. А., Новые применения лазеров, в сб.: Физика 1964 года, М., 1965 (Новое в жизни, науке, технике, 9 серия. Физика. Математика. Астрономия, 18); 2) Л е й т Э., У п а т н и е к с Ю., Фотографирование с помощью лазера, «УФН». 1965, т. 87, вып. 3; 3) С о р о к о Л. М., Безлинзовая оптика. Фотографирование в лучах лазера, «Природа», 1966, № 1; 4) е г о ж е, Голография и интерференционная обработка информации, «УФН», 1966, т. 90, вып. 1; 5) М и к а э л я н А. Л. [и др.], О получении голограмм Фурье с помощью импульсного рубинового лазера. Письма в редакцию, «ЖЭТФ», 1967, т. 5, вып. 5; 6) С т р о у к Д ж., Введение в когерентную оптику и голографию, пер. с англ., М., 1967; 7) К о н с т а н т и н о в Б. П. [и др.], Фотографирование в когерентном свете. Экспериментальная техника и разрешающая способность метода, «ЖТФ», 1966, т. 36, вып. 9; 8) Н и к и т ю к Н. М. Свет, кванты и вычислительная техника, М., 1967; 9) Щ е к о ч и х и н В. Стереокино на принципах лазерной голографии, «Киномеханик», 1967, № 4.

Л. М. Сороко.

Д

ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ — раздвоение световых лучей при прохождении через оптически анизотропную среду, напр. кристалл (рис. 1). Д. л. происходит вследствие того, что показатель преломления анизотропной среды n зависит от поляризации, т. е. от направления электрич. поля световой волны.

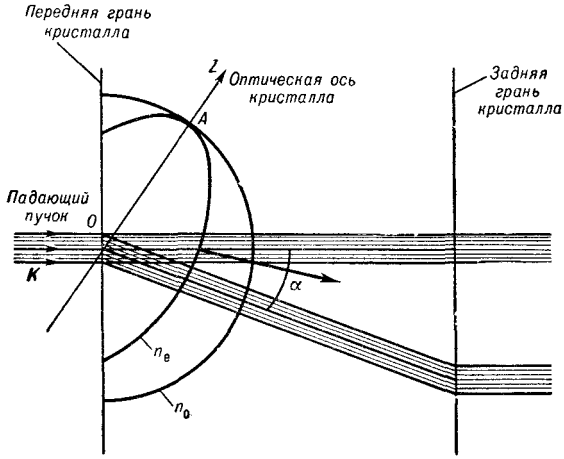


Рис. 1. Двойное лучепреломление в одноосном кристалле при перпендикулярном падении пучка света на переднюю грань кристалла. Волновые векторы преломленных волн остаются перпендикулярными к поверхности кристалла. Обыкновенная волна не преломляется. Необыкновенная волна преломляется на угол двойного лучепреломления α. n_0 — показатель преломления обыкновенной волны не зависит от направлений, n_e — показатель преломления необыкновенной волны, зависит от направления, k — волновой вектор падающей волны, n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле.

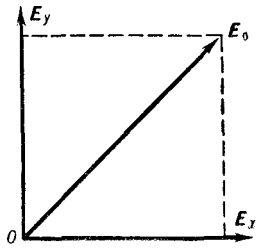
Электрич. поле световой волны E, проникая в вещество, вызывает вынужденные колебания электронов в атомах и молекулах среды в направлении E. Колеблющиеся электроны являются в свою очередь источниками вторичного излучения света. Т. о., прохождение световой волны через вещество является результатом последовательного переизлучения света электронами. В анизотропном веществе колебания электронов легче возбуждаются в нек-рых определенных направлениях. Поэтому одно и то же по величине, но различное по направлению поле E будет по-разному воздействовать на среду. Это означает, что показатель преломления среды n будет зависеть от поляризации волны. Т. к. скорость распространения волны в среде $v = \frac{c}{n}$ (c — скорость света в вакууме), то волны с различной поляризацией будут распространяться в анизотропном веществе с разными скоростями.

В нек-рых кристаллах существует направление oz, вдоль к-рого не происходит Д. л. — все волны, независимо от их поляризации, распространяются с одной и той же скоростью. Это направление наз. оптической осью кристалла. В др. направлениях в кристалле световая волна с произвольной поляризацией распадается на две волны, к-рые распространяются с разными скоростями и с взаимно перпендикулярными поляризациями. Одну из волн с вектором E, лежащим в одной плоскости с оптич. осью и направлением распространения, наз. необыкновенной, а другую волну — обыкновенной.

Оптич. свойства анизотропного кристалла можно характеризовать поверхностью показателей преломления. Для построения этой поверхности из одной точки O откладывают векторы, длины к-рых равны значению n в соответствующих направлениях. Таких поверхностей получается две: сфера для обыкновенной волны и эллипсоид для необыкновенной. Зная направление волнового вектора $\boldsymbol{k}$, можно найти n, проводя из центра O прямую до пересечения с поверхностью. Более того, если в точке пересечения падающего луча с поверхностью показателя преломления восстановить перпендикуляр, то он укажет направление луча $\boldsymbol{S}$. Для обыкновенной волны векторы $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{S}_0$ параллельны друг другу. Для необыкновенной волны векторы $\boldsymbol{k}_e$ и $\boldsymbol{S}_e$ образуют угол α, наз. углом Д. л. Именно по этой причине и происходит расщепление узкого пучка в пространстве на два даже в том случае, когда пучок падает на кристалл перпендикулярно к его грани (рис. 1).

Явление Д. л. можно использовать для получения поляризованного света из естественного. Если естественный свет падает на кристалл в виде узкого пучка, то при достаточной длине кристалла обыкновенный и необыкновенный лучи разойдутся и из кристалла выходят два пучка, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. В этом случае угол Д. л. должен быть максимальным, что имеет место при распространении света под углом $\sim 45°$ к оптич. оси.

Из рис. 1 видно, что $\alpha = 0$ в двух направлениях: вдоль оптич. оси и под углом 90° к ней. Если ось лежит в плоскости передней грани кристалла, то при нормальном падении светового пучка с поляризацией E_0 он не расщепляется в пространстве на два пучка, а раздваивается на две волны E_x и E_y, распространяющихся в одном направлении с разными скоростями v_0 и v_e (рис. 2). Поэтому путь l в кристалле они пройдут за разное время $t_0 = l/v_0$ и $t_e = l/v_e$. В соответствии с этим фазы волн E_x и E_y, совпадающие при входе света в среду, изменяются на ее выходе на разные величины: ωt_0 и ωt_e. Появление разности фаз между волнами вызывает изменение поляризации суммарной волны, выходящей из кристалла (вращение плоскости поляризации). Более сложные явления Д. л. происходят в кристаллах, имеющих две оптич. оси.



Помимо кристаллов (исландский шпат, KDP и др.), Д. л. наблюдается в изотропных средах (напр., в стеклах, жидко-

стях), помещенных в электрическое поле (см. *Керра эффект*), а также в ферромагнетиках, помещенных в магнитное поле (см. *Ферриты*).

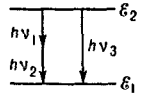
Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд.. М., 1957 (Общий курс физики, т 3); 2) Поль Р. В., Оптика и атомная физика, пер. с нем., М., 1966; 3) Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965.

А. П. Сухоруков.

ДВУХФОТОННЫЙ ЛАЗЕР — лазер, основанный на вынужденном двухфотонном испускании в активной среде (см. *Многофотонные процессы*). Переход между уровнями энергии вещества $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ может сопровождаться испусканием двух фотонов с любыми частотами ν_i и ν_k, удовлетворяющими условию (рис.).

$$h\nu_1 + h\nu_2 = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1. \qquad (1)$$

Чтобы создать условия для генерации на двух определенных частотах ν_1 и ν_2, активное вещество должно быть помещено в *оптический резонатор* с собственными частотами ν_1 и ν_2. Поскольку ν_1 и ν_2 определяются только резонатором, то Д. л. можно перестраивать по частоте, плавно изменяя собственные частоты резонатора так, чтобы для них все время выполнялось условие (1).



В отличие от обычного лазера, для возбуждения двухфотонного лазера, построенного по такой схеме, необходимо воздействовать на рабочее вещество, помимо накачки (создающей инверсию населенностей), излучением одной из частот ν_1 или ν_2 (жесткий режим возбуждения). Действительно, ежесекундное приращение энергии электромагнитных колебаний m_1 и m_2 на частотах ν_1 и ν_2 из-за вынужденного двухфотонного испускания равно: $b_1 m_1 m_2 \Delta N$ и $b_2 m_1 m_2 \Delta N$, где ΔN — разность населенностей возбужденного и основного уровней вещества, b_1 и b_2 — коэфф., зависящие от структуры вещества. Условием генерации обоих колебаний является одновременное превышение этих приращений над потерями энергий в резонаторе, равными $\nu_1 m_1/Q_1$ для частоты ν_1 и $\nu_2 m_2/Q_2$ для частоты ν_2 (Q_1 и Q_2 — *добротности* резонатора на частотах ν_1 и ν_2), т. е.:

$$b_1 m_2 \Delta N > \frac{\nu_1}{Q_1}; \quad b_2 m_1 \Delta N > \frac{\nu_2}{Q_2}. \qquad (2)$$

Если в начальный момент в резонаторе нет излучения частот ν_1 или ν_2, то генерация невозможна независимо от количества возбужденных частиц, созданных накачкой. Для возбуждения колебаний следует подать достаточно интенсивный импульс света хотя бы на одной из частот, напр. ν_1. Длительность начального импульса должна быть такой, чтобы энергия колебаний второй частоты ν_2 выросла до величины, при к-рой выполнится условие (2). Тогда m_1 тоже начнет нарастать, и колебания будут поддерживать друг друга.

Скорость нарастания энергии в Д. л. больше, чем в обычном *лазере*. Соответственно быстрее уменьшается ΔN, что может привести к срыву генерации. Поэтому накачка в Д. л. должна быть более мощной, чем в обычном лазере. Условия возбуждения Д. л. (2) справедливы только в случае, когда в нем не может возникнуть однофотонное испускание на частоте $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$.

Вероятность однофотонного перехода между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ всегда отлична от нуля. Поэтому в Д. л. при достаточной добротности резонатора Q_3 на частоте ν_3 может начаться вынужденное однофотонное излучение, к-рое, уменьшая ΔN, затруднит возбуждение двухфотонного излучения. Однако при Q и $Q_2 \gg Q_3$ и достаточно мощном запускающем импульсе вынужденное двухфотонное испускание может успешно конкурировать с однофотонным и даже подавить его. Чтобы выполнить условие $Q_3 \leqslant Q_1$ и, Q_2, можно, напр., покрыть зеркала Д. л. диэлектрич. пленкой, уменьшающей отражение света частоты ν_3.

Условия возбуждения генерации Д. л. можно облегчить, подобрав активное вещество, в к-ром скорости распространения волн частот ν_1, ν_2 и ν_3 одинаковы. Это будет иметь место, если выполняется условие пространственного синхронизма: $k_1 + k_2 = k_3$, где k — *волновые векторы*. Как и в *параметрических лазерах*, в этом случае возникает параметрич. взаимодействие между колебаниями всех трех частот. Легко возбуждающееся колебание частоты ν_3 возбуждает колебания частот ν_1 и ν_2, к-рые затем усиливаются из-за вынужденного двухфотонного испускания. В результате отпадает необходимость во внешнем запускающем импульсе — генератор возбуждается «мягко». В таком режиме возможна перестройка частот, излучаемых Д. л., в широком диапазоне, аналогично тому, как это осуществляется в параметрич. лазерах. Однако Д. л. может дать гораздо бо́льшую мощность излучения, чем параметрический (того же порядка, как мощные твердотельные *лазеры*). Частотная перестройка Д. л. возможна и в отсутствии пространственного синхронизма, но тогда надо производить перестройку резонатора за время накачки. Это сложно, т. к. время действия импульса накачки невелико ($\sim 10^{-3}$ *сек*).

Д. л. еще не осуществлен, однако теоретич. расчеты показывают возможность его построения. *Ю. Г. Хронопуло.*

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ (д е м о д у л я ц и я) — преобразование электрич. колебаний, в результате к-рого получается постоянный ток и колебания более низкой частоты. В радиотехнике Д. осуществляется с помощью нелинейных элементов (д е т е к т о р о в), обладающих различной электропроводностью в противоположных направлениях, напр. электронных ламп, полупроводниковых диодов (см. *Электронно-дырочный переход*) и т. д. Д. в оптич. диапазоне частот возможно с помощью н е л и н е й н ы х к р и с т а л л о в. См. *Нелинейная оптика* 1, 4.

ДИАМАГНЕТИЗМ — свойство всех веществ намагничиваться в направлении, противоположном внешнему магнитному полю. Причиной Д. является возникновение под действием внешнего магнитного поля в атомах и молекулах вещества внутреннего магнитного поля, направленного противоположно внешнему. Это внутреннее поле обусловлено изменением вращательного движения электронов по их орбитам вокруг ядра. Поскольку электроны есть во всех атомах, Д. свойствен в с е м б е з и с к л ю ч е н и я веществам.

Однако внутренние магнитные поля диамагнитного происхождения обычно очень слабы (примерно в 6 раз слабее породившего их внешнего магнитного поля). В веществах, атомы или молекулы к-рых обладают постоянным магнитным моментом, т. е. ведут себя как микроскопические постоянные магнитики, Д., как правило, значительно перекрывается *парамагнетизмом* и не играет существенной роли.

По этой причине истинно диамагнитными веществами-диамагнетиками обычно являются вещества, атомы или молекулы которых н е о б л а д а ю т постоянным магнитным моментом. В таких атомах микроскопические постоянные магнитные моменты

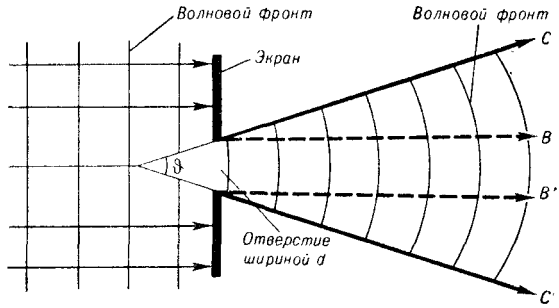
электронов скомпенсированы. В частности, это имеет место в атомах, ионах и молекулах с целиком заполненными электронными оболочками, напр. в инертных газах. См. *Электронный парамагнитный резонанс.* *В. А. Ацаркин.*

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ПЕРЕХОДА — величина, характеризующая изменение электрич. свойств атомов, молекул и др. квантовых систем при разрешенных квантовых переходах с излучением. Д. м. п. определяет вероятность этого перехода. Подробнее см. *Квантовый переход.*

ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ молекул. В молекулах нек-рых веществ центры электрич. зарядов положительного и отрицательного знака не совпадают. Такие молекулы можно приближенно рассматривать как электрич. диполи. Д. э. м. p равен произведению заряда e на расстояние между ними l: $p = el$. Д. э. м. зависит от структуры молекулы; напр., ионная молекула BCl_3 имеет $p = 0$, что свидетельствует о том, что центр суммарного отрицательного заряда трех ионов хлора Cl^- совпадает с центром положительного заряда иона бора B^{+++}. Это позволяет утверждать, что молекула BCl_3 имеет структуру правильного треугольника с ионами Cl^- в вершинах и ионом B^+ в центре. Для молекулы аммиака NH_3, имеющей вид пирамиды, $p = 1{,}46 \cdot 10^{-18}$ СГСЕ.

ДИСПЕРСИЯ СВЕТА — разложение света в спектр в результате преломления или *дифракции.* В более узком смысле Д. с. — зависимость показателя преломления n среды, в к-рой распространяется свет, от его длины волны, или частоты. В прозрачных средах (напр., в призме) показатель преломления растет с увеличением частоты (нормальная Д.). Вблизи полос поглощения n уменьшается с ростом частоты (аномальная дисперсия).

ДИФРАКЦИОННАЯ РАСХОДИМОСТЬ — превращение параллельного пучка света в расходящийся в результате явлений *дифракции.* Напр., если параллельный пучок проходит через отвер-



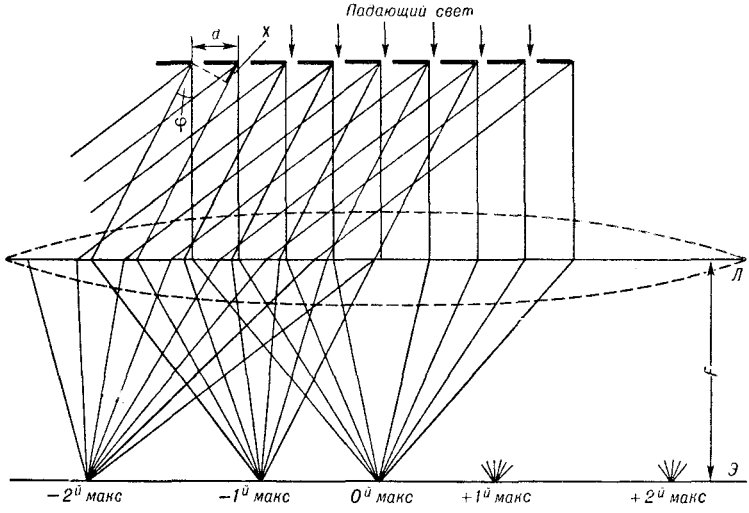
Параллельный световой пучок после прохождения через малое отверстие в непрозрачном экране становится расходящимся.

стие, размеры к-рого сравнимы с длиной волны света, то из-за дифракции световая волна огибает края отверстия, что приводит к Д. р. светового пучка (рис.). Из-за Д. р. резкие границы светового пучка расплываются, энергия рассеивается в стороны, и волна по мере удаления от отверстия из плоской превращается в сфери-

ческую. Д. р. характеризуется углом $\theta \sim \lambda/d$ (λ — длина волны, d — диаметр отверстия). Д. р. не позволяет получать сколь угодно узкие световые пучки. Напр., Д. р. излучения *лазера* при $\lambda \sim 1$ *мкм* и диаметре его зеркал $d \sim 1$ *см* составляет $\theta \sim 10^{-4}$ рад.

Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов.

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА — прозрачная пластинка (обычно стеклянная) или отражающий экран (напр., металлич. зеркало), на к-рые нанесены штрихи одинаковой формы на равных расстояниях друг от друга. Д. р. может быть плоской или вогнутой. Если на Д. р. (напр., плоскую и прозрачную) падает плоская световая волна, то свет, прошедший между штрихами, испытывает *дифракцию* (рис.).



Дифракционная решетка: d — период решетки (расстояние между соседними штрихами); $x = d\sin\varphi$ — разность хода параллельных лучей. *Л* — линза с фокусным расстоянием F, *Э* — экран.

Если за Д. р. установлена собирающая линза, то параллельные лучи, соответствующие различным направлениям, собираются в различных точках фокальной плоскости линзы (дифракция Фраунгофера). *Интерференция* параллельных лучей приводит, в зависимости от соотношения фаз, к усилению или ослаблению света. Усиление света происходит, если разность хода между соседними лучами $x = d\sin\varphi$ (d — период решетки) равна целому числу длин волн λ: $d\sin\varphi = m\lambda$, где m — целое число, наз. порядком.

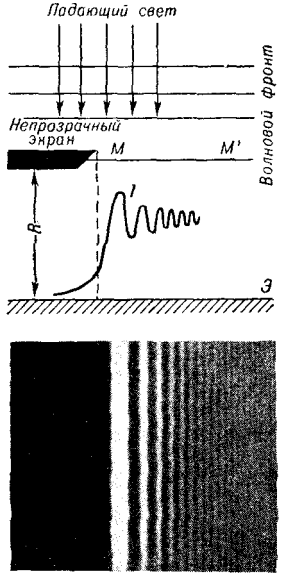
рядком спектра. Таким образом, в фокальной плоскости линзы образуется дифракционная картина с максимумами, соответствующими углам φ_m, для к-рых выполняется условие $\sin \varphi_m = m\lambda/d$.

В ультрафиолетовой области число штрихов на миллиметр обычно составляет 1000, в инфракрасной области 300.

Т. к. при $m \neq 0$ величина φ_m зависит от длины волны, то при освещении Д. р. немонохроматич. светом в фокальной плоскости объектива образуются спектры различных порядков m: разным длинам волн λ соответствует различное расположение максимумов m-го порядка. Это позволяет применить Д. р. в качестве спектрального прибора. Аналогично действует отражающая дифракционная решетка.

А. П. Сухоруков.

ДИФРАКЦИЯ света — нарушение законов геометрич. оптики, наблюдающееся в местах резкой неоднородности среды. Д. приводит к отклонению распространения света от прямолинейного вблизи краев непрозрачных тел, к «огибанию» препятствий световыми лучами. Д. наблюдается также в местах резких изменений интенсивности света и у краев прозрачных тел. Д. обусловлена волновой природой света.



Дифракция у прямолинейного края непрозрачного экрана. *Если осветить* экран параллельным пучком света, состоящим из плоских волн (напр., от *лазера* или от нелазерного точечного источника света, помещаемого в фокусе линзы), то в области геометрической тени интенсивность света не равна нулю и постепенно уменьшается в глубь тени, а в освещенной области возникают полосы максимумов и минимумов освещенности, параллельные краю экрана (дифракционная картина, рис. 1).

Дифракционную картину можно построить, предположив, что при распространении волны каждая точка волнового фронта MM' является источником вторичных сферич. волн (принцип Гюйгенса-Френеля, рис. 2). При этом амплитуда напряженности электрич. поля световой волны за экраном определяется сложением амплитуд вторичных элементарных волн. Разобьем поверхность волнового фронта на полосы (зоны Френеля), ограниченные прямыми, параллельными краю экрана, расстояния к-рых от точки P равны R, $R + \frac{\lambda}{2}$, $R + \lambda$ и т. д., где λ — длина волны света (рис. 3). Фазы вторичных волн от соседних зон в точке P противоположны по знаку. Если точка P находится на границе

Рис. 1. Распределение интенсивности света за экраном в плоскости, параллельной волновому фронту на расстоянии R от экрана.

геометрич. тени (P_0, рис. 3), то действие вторичных волн в ней определяется половиной плоскости MM', а в точках, находящихся в освещенной области далеко за границей геометрич. тени, действие будет определяться почти всей плоскостью MM'. В результате интенсивность света (пропорциональная квадрату амплитуды световой волны) на границе геометрич. тени в 4 раза меньше, чем в точках освещенной области, далеких от границы тени. В этих точках суммарная амплитуда определяется действием центральной зоны и боковых зон, несколько ослабляющих действие центральной зоны из-за противоположной фазы. Однако если точка P удалена от границы геометрич. тени на расстояние, равное половине ширины зоны $l \approx \sqrt{\lambda R}$, то суммарная амплитуда в точке P будет несколько больше, чем в более удаленных от границы тени точках, т. к. для нее экраном будет закрыта только половина боковых зон с одной стороны и их ослабляющее действие уменьшится. Аналогично

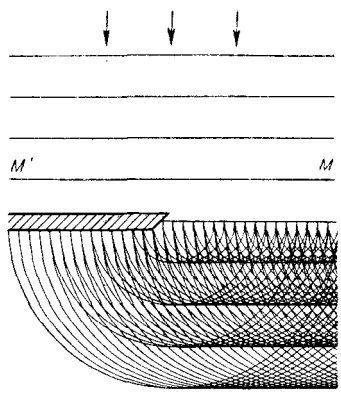


Рис. 2. Волновой фронт световой волны за экраном — суперпозиция вторичных сферических волн.

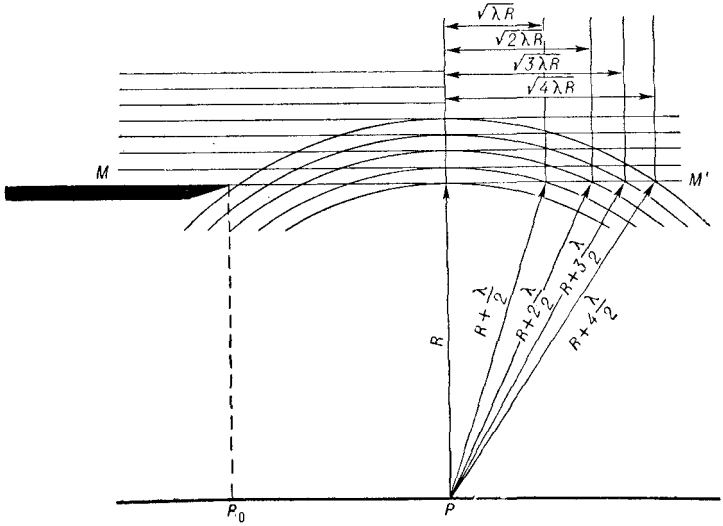


Рис. 3. Зоны Френеля.

объясняется появление остальных максимумов, отстоящих от границы геометрич. тени на расстояниях $\sqrt{3\lambda R}$, $\sqrt{5\lambda R}$ и т. д.

По мере увеличения R все эти максимумы как бы отталкиваются от края экрана в освещенную сторону пропорционально $\sqrt{R}$ (рис. 4).

Если поверхность экрана отражает часть света, то аналогичные явления возникают и в отраженной волне, распространяющейся в обратном направлении (рис. 4). Д. при отражении существенна

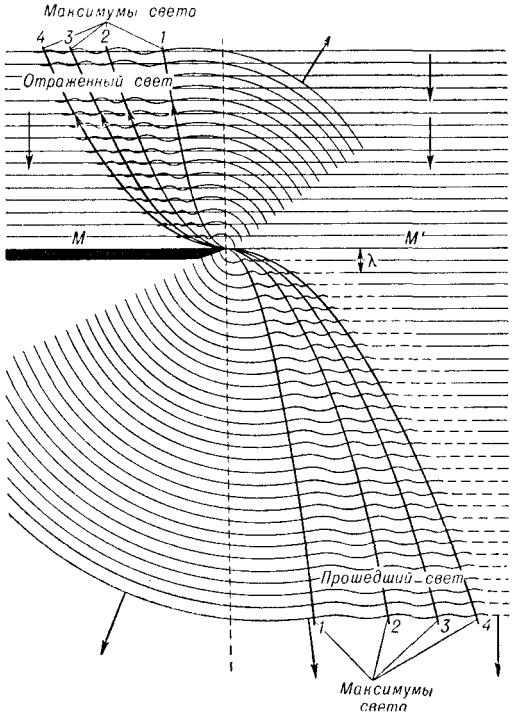


Рис. 4. Из-за дифракции свет «отталкивается» от края экрана в освещенную область.

для работы лазеров с резонаторами типа Фабри — Перо, состоящими из двух параллельных зеркал $З_1$ и $З_2$ (рис. 5). Из-за Д. свет отталкивается от краев зеркал внутрь резонатора, благодаря чему такой резонатор имеет сравнительные небольшие потери (см. *Открытый резонатор*).

Дифракция параллельного пучка на непрозрачном круглом экране. В этом случае за экраном появляется темный круг, совпадающий с геометрич. тенью экрана, со светлым пятном в центре (п я т н о П у а с с о н а). Он окружен концентрич. кругами в освещенной части, аналогичными полосам в случае Д. от экрана с прямым краем (рис. 6).

Дифракция параллельного пучка на зонной пластинке Френеля, состоящей из чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец (з о н, рис. 7). Радиусы границ колец в

такой пластинке равны $a\sqrt{m}$, где m — целое число, а a — радиус первой зоны (прозрачной). В точке P_0, находящейся на расстоянии

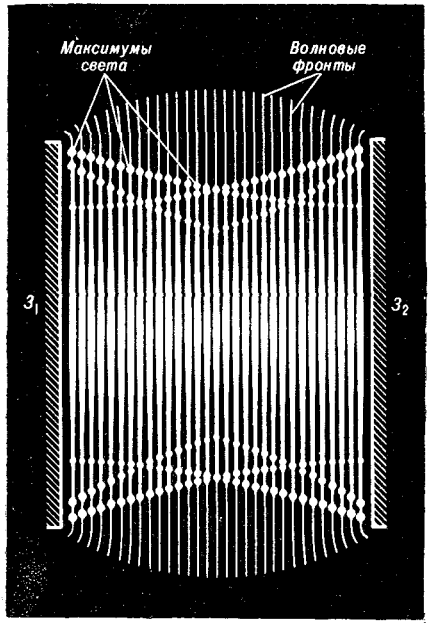


Рис. 5. В оптических резонаторах дифракция у краев зеркал $З_1$ и $З_2$ приводит к концентрации света внутри резонатора; толщина линий пропорциональна интенсивности света.

$R_0 = a^2/\lambda$ (вдоль оси) от пластинки, амплитуда волны складывается из действия всех вторичных волн только от прозрачных

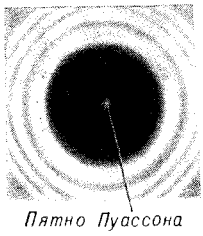


Рис. 6.

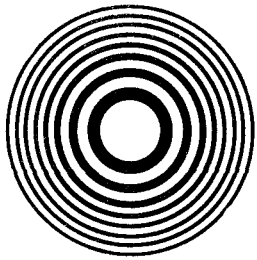


Рис. 7.

Рис. 6. Дифракция параллельного пучка на круглом непрозрачном экране.

Рис. 7. Зонная пластинка.

зон пластинки. Т. к. расстояния границ зон от точки P_0 отличаются на величину $\lambda/2$, то действие прозрачных зон совпадает

по знаку. В результате амплитуда поля в точке P_0 будет гораздо больше, чем в отсутствие пластинки (отсутствует обратное по знаку действие зон, закрытых непрозрачными кольцами). Т. о., *зонная пластинка сильно увеличивает интенсивность света в точке* P_0, *она фокусирует свет в эту точку*, подобно линзе с фокусным расстоянием $f = a^2/\lambda$.

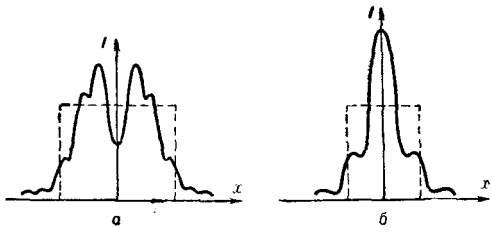


Рис. 8. Распределение освещенности в дифракционной картине для случая дифракции Френеля на щели при разных соотношениях между шириной щели d и расстоянием R до плоскости наблюдения. а) $d = 1{,}9\sqrt{2R\lambda}$; б) $d = 1{,}7\sqrt{2R\lambda}$. Пунктиром показано распределение освещенности, к-рое получилось бы по законам геометрич. оптики.

Дифракция на отверстиях различной формы. Дифракционная картина различна в зависимости от типа источника света и расстояния R от отверстия до места наблюдения. В случае малых R

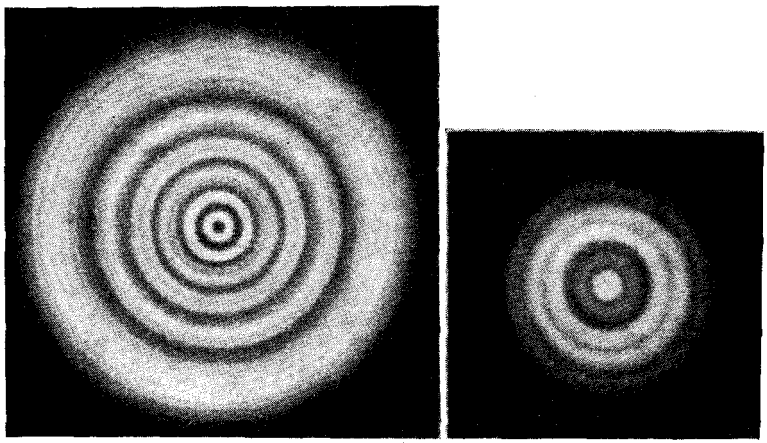


Рис. 9. Дифракция Френеля на круглом отверстии.

и точечного источника света (при условии $\frac{1}{R'} + \frac{1}{R} > \frac{\lambda}{d^2}$ (R' — расстояние от источника до диафрагмы, d — характерный размер отверстия, напр. ширина щели или диаметр круглого отверстия) Д. наз. дифракцией Френеля, а область ее наблюдения — ближней зоной (рис. 8, 9).

Если *источник создает параллельный пучок* $\left(R' = \infty, \frac{1}{R'} = 0\right)$ и плоскость наблюдения находится на достаточно большом расстоянии $R \gg d^2/\lambda$ от диафрагмы с отверстием d, то Д. наз. дифракцией Фраунгофера, а область наблюдения — фраунгоферовой, или дальней, зоной. При дифракции Фраунгофера разность расстояний от крайних точек отверстия до точки наблюдения не зависит (с точностью до $\lambda/2$) от расстояния от диафрагмы до точки наблюдения P, а зависит только от направления на нее. Поэтому относительное распределение освещенности в дифракционной картине зависит только от направления на точку наблюдения и не меняется с расстоянием. В этом случае в фокальной плоскости линзы, поставленной за диафрагмой, также наблюдается фраунгоферова картина (см. *Дифракционная решетка*).

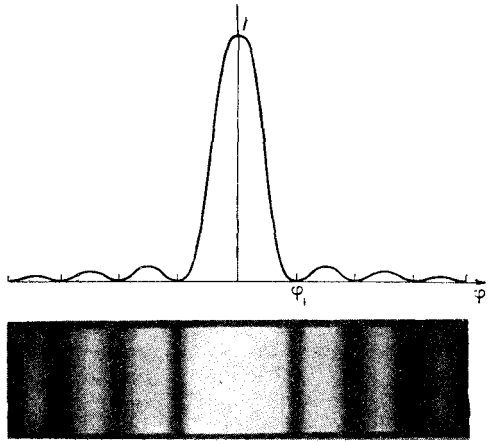


Рис. 10. Дифракция Фраунгофера на щели.

Дифракцию Фраунгофера можно наблюдать на прямолинейной щели. Яркая центральная полоса окаймлена более слабыми боковыми полосами, интенсивность к-рых уменьшается по мере отклонения от прямого направления (рис. 10). Зависимость относительного распределения освещенности I от угла наблюдения φ в плоскости, перпендикулярной щели, определяется ф-лой:

$$I = \left[\frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}\sin\varphi}{\frac{\pi}{\lambda}\sin\varphi}\right]^2,$$

а направление на первый минимум φ_1:

$$\sin\varphi_1 = \lambda/d.$$

Появление первого минимума объясняется тем, что действие вторичных волн от одной половины щели, распространяющихся под

углом φ_1, уничтожается действием вторичных волн от др. половины щели, т. к. их разность хода равна $\lambda/2$ (рис. 11). В результате этого параллельный пучок, падающий на щель, становится расходящимся с углом расходимости:

$$\theta \approx 2\lambda/d.$$

Это является общим свойством для всех явлений Д. Любая неоднородность с характерным размером d в направлении, перпендикулярном направлению распространения света, вызывает расходимость пучка на угол $\theta = 2\lambda/d$.

При дифракции Фраунгофера на круглом отверстии картина состоит из центрального яркого пятна и боковых колец. Направление на первый минимум $\varphi_1 = 1{,}22\ \lambda/d$.

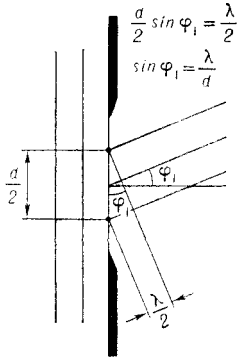


Рис. 11.

Д. играет большую роль в оптике. Она ограничивает разрешающую способность телескопов, микроскопов и др. спектроскопич. приборов. Явление Д. используется для спектрального разложения света с помощью дифракционных решеток (дифракционные спектрометры) и для получения изображений предметов методом *голографии*.

Д. легко наблюдать, если *волновой фронт* световой волны не меняется во времени. Такие условия практически осуществимы только с лазерными источниками. В свете же, испускаемом нелазерными источниками света, волновой фронт не стационарен, а колеблется. Вместе с ним колеблется дифракционная картина. Это обусловлено тем, что в таких источниках огромное количество атомов излучают независимо друг от друга. Характерное время таких «дрожаний» волнового фронта, определяемых временем излучения отдельных атомов $\sim 10^{-12} - 10^{-8}$ *сек*. Т. к. пока нет приборов, могущих регистрировать изменения дифракционной картины с такой быстротой (глаз успевает следить за временем $\sim 10^{-6}$ *сек*, а электронно-оптич. преобразователь — 10^{-8} *сек*), то для наблюдения Д. необходимо, чтобы колебания волнового фронта были достаточно малы, другими словами, чтобы пучок света обладал достаточной степенью когерентности (см. *Когерентность*).

С другой стороны, при Д. плоской волны на отверстии необходимо, чтобы за все время наблюдения изменение разности хода от крайних точек диафрагмы были бы меньше $\lambda/2$. Только в этом случае результирующая амплитуда не будет существенно меняться и дифракционная картина останется четкой. Отсюда следует, что колебания направления распространения волны не должны превышать угол $\alpha = \lambda/2d$. Это накладывает определенные условия на размер источников света. Если для создания плоской волны употребляется источник света и линза с фокусным расстоянием f, то размер источника Δ должен удовлетворять условию: $\Delta < f\lambda/2d$. Аналогичные условия можно получить и в др. случаях Д. (см. *Когерентность*).

Лит.: 1) Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965; 2) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 3) Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953.

А. М. Леонтович.

ДИХРОИЗМ — явление различного поглощения обыкновенной и необыкновенной волн в анизотропной среде. См. *Двойное лучепреломление*, *Ферриты*.

ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ — расстояние a в направлении распространения волны, на к-ром характеристики волны (амплитуда, частота, фаза, поляризация) либо сохраняются постоянными, либо изменяются по определенному закону. Д. к. a и *время когерентности* τ связаны соотношением: $a = c\tau$, где c — скорость распространения волны (см. *Когерентность*, *Монохроматичность*). Д. к. ограничивает, в частности, глубину области, для к-рой может быть получена голограмма. См. *Голография*, 3.

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА — расстояние между двумя последовательными столкновениями частиц (атомов, молекул) в процессе их теплового движения.

ДОБРОТНОСТЬ колебательной системы (*колебательного контура*, *объемного резонатора*, *открытого резонатора* и т. д.) — отношение электромагнитной энергии, запасенной в системе к средней энергии, теряемой ею за $^1/_2\pi$ часть периода колебания. Потери электромагнитной энергии в колебательном контуре и в объемном резонаторе складываются из тепловых потерь в их элементах и потерь на излучение в окружающее пространство. При распространении электромагнитной волны в среде наблюдается частичное поглощение (или затухание) этой волны. Д. среды наз. отношение электромагнитной энергии, заключенной в нек-ром объеме вещества, к энергии, теряемой волной в том же объеме вещества за $^1/_2\pi$ часть периода колебания. Чем выше Д. среды, тем меньше затухает волна. Если среда не поглощает, а усиливает электромагнитную волну, то ее Д. отрицательна.

В тех случаях, когда затухание электромагнитной волны в веществе связано с магнитными явлениями, как, напр., в случае *магнитного резонанса*, употребляют термин магнитная Д. Рассчитывая магнитную Д., учитывают только те потери электромагнитной энергии, к-рые связаны с действием магнитного поля волны на вещество. Аналогично можно ввести магнитную Д. колебательного контура или резонатора. Магнитная Д. объемного резонатора, полностью заполненного веществом, равна магнитной Д. этого вещества. Понятие магнитной Д. широко используется при расчете *квантовых усилителей* как характеристика усиливающих свойств активной среды. *А. В. Францессон.*

ДОБРОТНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ — отношение резонансной частоты ν_0 спектральной линии к ее ширине $\Delta\nu$ на уровне половинной интенсивности, см. *Ширина спектральной линии*.

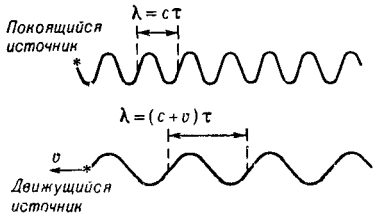
ДОНОРЫ — дефекты кристаллич. решетки полупроводника (нарушения периодичности решетки, напр. из-за отсутствия или смещения отдельных атомов, из-за наличия примесных атомов и т. п.), приводящие к появлению в полупроводнике дополнительных носителей заряда — электронов проводимости, см. *Полупроводники*.

ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ — изменение длины волны, наблюдаемое при движении источника волн относительно приемника. Д. э. легко наблюдать для звуковых волн, напр. тон гудка (частота звуковых колебаний) паровоза изменяется, когда паровоз проходит мимо наблюдателя: при приближении паровоза высота (частота) звука увеличивается, а при удалении уменьшается.

Д. э. характерен для любых волн (свет, радиоволны и т. д.) и имеет следующее объяснение. Если источник колебаний с периодом T_0 (частота $\nu_0 = 1/T_0$) неподвижен относительно наблюдателя (см. рис.), то длина волны, воспринимаемая наблюдателем, $\lambda_0 = cT_0$ (c — скорость распространения волны). Если же источник удаляется от наблюдателя (или наблюдатель от источника) со скоростью v, то $\lambda = (c + v)\,T_0 = \left(1 + \frac{v}{c}\right)\lambda_0$, т. е. наблюдатель зарегистрирует длину волны $\lambda > \lambda_0$, причем относительное изменение длины волны равно:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}.$$

Если источник электромагнитных колебаний — атомы и молекулы газа, то частота колебаний отдельной частицы, улавливаемых приемником, зависит от ее скорости и направления движения относительно приемника. Т. к. в газе частицы движутся хаотически во всех направлениях и с разными скоростями, то наблюдается целый спектр частот. Это означает, что *ширина спектральной линии* газа увеличивается. Если одновременно с хаотич. движением частиц в газе имеется также и направленное движение частиц относительно приемника, то наряду с уширением наблюдается также и сдвиг резонансной частоты ν_0 спектральной линии.



В квантовой электронике Д. э. сильнее всего проявляется в радиодиапазоне, где он приводит к уширению спектральных линий атомов и молекул газообразных веществ. Основной метод ослабления Д. э. — использование *молекулярных и атомных пучков*, движущихся перпендикулярно направлению распространения волн или же вдоль *объемного резонатора* со специально подобранным типом электромагнитных колебаний. См. *Квантовые стандарты частоты.*

В. В. Григорьянц.

Е, Ж

ЕСТЕСТВЕННАЯ ШИРИНА спектральной линии — *ширина спектральной линии*, определяемая временем жизни частицы на возбужденном уровне при отсутствии на нее внешних воздействий. См. *Квантовый переход*.

ЖИДКОСТНЫЙ ЛАЗЕР — *лазер*, рабочим веществом к-рого является жидкость. Созданные почти одновременно в 1960 г. лазеры на твердом теле (*рубиновый лазер*) и газе (*гелий-неоновый лазер*) сразу же продемонстрировали преимущества и недостатки твердой и газообразной среды в качестве активных веществ лазеров. Основным преимуществом твердых материалов (кристаллы и стекла) является большая концентрация активных частиц, а следовательно, возможность получения больших энергий с 1 $см^3$ активного вещества. Основной их недостаток — трудность изготовления (а следовательно, и дороговизна) активных элементов больших размеров с необходимой высокой оптич. однородностью, трудность обработки торцов таких элементов, склонность материала к разрушению при нагревании. В результате твердотельные лазеры дают в импульсном режиме большие энергии и мощность при ограниченной средней мощности и сравнительно большой расходимости луча.

Газы обладают высокой оптич. однородностью, поэтому размеры *газовых лазеров* могут превышать 10 *м* при диаметре ~ 1—2 *дм*, но они работают обычно при давлениях долей *мм рт. ст.*, так что плотность активных частиц, а следовательно, плотность энергии, получаемая с 1 $см^3$, в них весьма мала. Газовые лазеры обеспечивают большую среднюю энергию генерации и малую угловую расходимость луча.

Жидкости потенциально объединяют в себе преимущества твердых и газообразных лазерных материалов: плотность жидкостей достаточно велика, а их оптич. однородность в больших объемах не уступает однородности газов. Дополнительным преимуществом жидкости является возможность ее циркуляции через резонатор лазера. Это позволяет поддерживать ее темп-ру и активность при помощи внешнего теплообменника и регенератора.

Первые жидкости, на к-рых были осуществлены лазеры, — растворы органич. комплексных соединений (хелаты европия). Однако эти жидкости обладают чрезмерно большим коэфф. поглощения света, так что их можно использовать лишь в тонких слоях или капиллярах. Кроме того, они обладают малой фотохимич. стойкостью и не выдерживают мощных импульсов *оптической накачки*.

Весьма перспективны лазеры на неорганич. жидкостях, независимо разработанные в СССР (на основе оксихлорида фосфора и галогенидов металлов) и в США (на основе оксихлорида селена с четыреххлористым оловом). Активным веществом в этом случае является неодим (Nd), растворенный в жидкости в количествах неск. %. Свойства этих жидкостей не ограничивают размера активных элементов. Их дополнительное существенное преимущество по сравнению, напр., с силикатным стеклом с примесями Nd состоит

в том, что в них спектр генерации Nd остается узким (~ 1 Å) даже при большом превышении порога генерации (в стекле спектр генерации уширяется до 80—100 Å, см. *Лазер*, 6).

В 1966 г. созданы Ж. л. на растворах различных красителей. Основное их преимущество — возможность широкого выбора частот и создания лазеров с плавной перестройкой частоты (см. *Лазеры на органических красителях*).

К Ж. л. следует отнести устройства, в к-рых когерентное излучение света осуществляется за счет *вынужденного комбинационного рассеяния* в жидкостях мощного излучения обычных лазеров (такие системы могут работать также на газах).

Лит.: Жаботинский М. Е. [и др.], Оптические квантовые генераторы на жидкостях, «Вестник АН СССР», 1969, № 2.

М. Е. Жаботинский.

З

ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ. Взаимодействие электромагнитной волны с веществом (поглощение, рассеяние, усиление волны), занимающим небольшой объем, очень непродолжительно и поэтому часто оказывается недостаточно эффективным. «Замедлив» волну, можно увеличить время взаимодействия волны с веществом. Если направить электромагнитную волну вдоль провода, свитого в спираль (рис. 1, *а*), то скорость распространения волны вдоль оси спирали уменьшится во столько же раз, во сколько длина одного витка спирали больше расстояния между соседними витками. Аналогичное замедление можно получить, направив волну вдоль проводника, имеющего форму змейки (рис. 1, *б*). Вдоль проводника распространяется, конечно, обычная быстрая волна, но за счет сложной формы проводника и связанного с этим увеличения пути, проходимого волной, скорость распространения волны вдоль оси системы уменьшается. Подобные замедляющие структуры называются геометрическими.

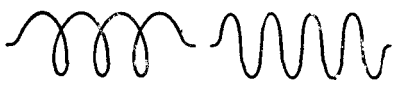


Рис. 1. Замедляющая система в виде спирали (а) и змейки (б).

В др. З. с. используется свойство электромагнитных *резонаторов* накапливать и задерживать электромагнитную энергию. Вдоль цепочки слабо связанных резонаторов, настроенных на одну и ту же частоту, может медленно распространяться электромагнитная волна (резонансные З. с.). Пример такой З. с. — *волновод*, перегороженный диафрагмами с отверстиями (рис. 2). Каждый отрезок волновода, ограниченный соседними диафрагмами, образует *объемный резонатор*. Волна, попавшая в резонатор через отверстие связи, распространяется вдоль цепочки резонаторов со скоростью, к-рая зависит от величины отверстия связи между ними. Задержку волны в каждом резонаторе можно представить как результат многократных отражений волны от перегородок. Чем меньше отверстие, т. е. чем меньшая доля энергии волны переходит в соседний резонатор при каждом отражении, тем большее число отражений должно произойти, прежде чем волна перейдет в соседний резонатор. По мере увеличения связи между резонаторами замедление волны уменьшается, но при этом расширяется *полоса пропускания* З. с. (меньше проявляются резонансные свойства резонаторов).

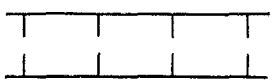


Рис. 2. Волновод, разделенный перегородками с отверстиями, может работать как замедляющая структура. Вдоль цепочки резонаторов, образованных перегородками с отверстиями, распространяется замедленная волна.

В *квантовых усилителях* бегущей волны наиболее распространена в качестве З. с. гребенчатая структура (рис. 3). Каждый ее штырь является электромагнитным резонатором. Волна распространяется вдоль штыря, отражаясь попеременно от зако-

роченного и свободного его концов и частично передаваясь от штыря к штырю. При этом вдоль цепочки связанных штырей — резонаторов распространяется замедленная волна с круговой поляризацией. Магнитное поле этой волны максимально у основания штырей, где помещают парамагнитное активное вещество, напр. рубиновые бруски *3*. Направление вращения магнитного поля волны

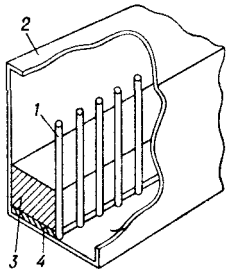


Рис. 3. Гребенчатая замедляющая структура: *1* — стержни-резонаторы; *2* — наружная рубашка; *3* — активное вещество, располагаемое вблизи основания стержней; *4* — невзаимные ферритовые элементы, поглощающие обратную волну.

с разных сторон от гребенки противоположно. Картина распределения поля (рис. 4) движется со скоростью распространения волны вдоль гребенки.

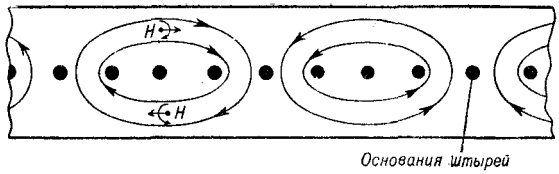


Рис. 4. Мгновенное распределение магнитного поля ***H*** у основания стержней гребенчатой замедляющей структуры (вид со стороны свободных концов стержней). Если волна распространяется влево, то в любой точке верхней половины рисунка магнитное поле волны вращается по часовой стрелке, а в нижней половине — в противоположную сторону.

Четкое разделение областей с противоположным направлением вращения магнитного поля — обязательное требование, предъявляемое к З. с. в квантовых усилителях дециметрового и сантиметрового диапазонов. Только в таких З. с. можно получить усиление волны, распространяющейся от входа усилителя к выходу, и поглощение встречных волн, образующихся за счет отражений на неизбежных неоднородностях З. с. С этой целью в квантовых усилителях с одной стороны от гребенки помещают кусочки феррита, поглощающие волну с одним направлением вращения магнитного поля и пропускающие почти без потерь волну с противоположным направлением вращения магнитного поля (см. *Ферриты*).

В квантовых усилителях миллиметровых волн замедление осуществляется за счет большой диэлектрич. проницаемости ε парамагнитного кристалла, т. е. малой скорости распространения волны в нем ($v = c/\sqrt{\varepsilon}$).

А. В. Францессон.

ЗАПРЕЩЕННЫЙ ПЕРЕХОД — излучательный переход атома, молекулы или др. квантовой системы с одного уровня энергии на другой, вероятность к-рого либо равна нулю, либо очень мала. См. *Квантовый переход.*

ЗВЕЗДНОЕ ВРЕМЯ — система счета времени, в к-ром продолжительность суток принята равной периоду вращения Земли вокруг оси относительно звезд. 24 звездных *ч* равны 23 *ч* 56 *мин* 4,091 *сек* среднего *солнечного времени* (см. *Квантовые стандарты частоты*).

ЗЕЕМАНА ЭФФЕКТ — явление расщепления спектральных линий под действием магнитного поля, открытое в 1896 г. голл. физиком П. Зееманом при наблюдении свечения паров натрия (Na). Согласно квантовой теории, З. э. — результат расщепления в магнитном поле уровней энергии на отдельные подуровни, между

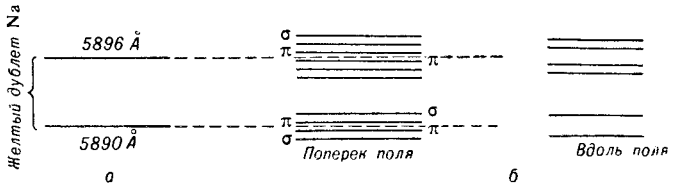


Рис. 1. Расщепление желтого дублета атома Na в магнитном поле *H* при наблюдении поперек поля и вдоль поля.

к-рыми возможны *квантовые переходы*. Поэтому теперь под З. э. понимают и расщепление спектральных линий, и расщепление исходных уровней энергии (зеемановское расщепление, расщепление на магнитные или зеемановские подуровни). На рис. 1 показано зеемановское

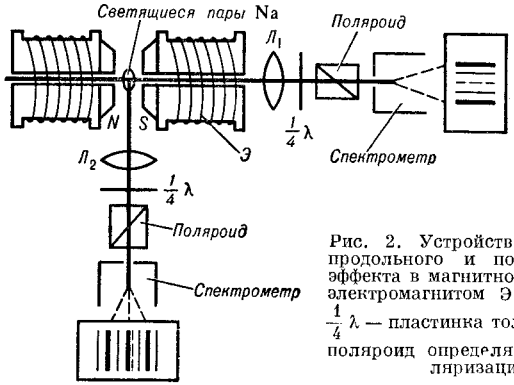


Рис. 2. Устройство для наблюдения продольного и поперечного Зеемана эффекта в магнитном поле, создаваемом электромагнитом Э; $Л_1$, $Л_2$ — линзы; $\frac{1}{4}\lambda$ — пластинка толщиной, равной $\lambda/4$; поляроид определяет направление поляризации волны.

расщепление двух близких спектральных линий атома Na, лежащих в желтой части видимого спектра (желтый дублет Na). При наблюдении в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля *H* (поперечный З. э., рис. 2). Линия 5896 Å расщепляется на 6, а линия 5890Å — на 4 компоненты. Все компо-

ненты линейно поляризованы (см. *Поляризация)*, причем часть — параллельно полю H (π-компоненты), а часть — перпендикулярно полю (σ-компоненты). При наблюдении параллельно полю H (п р о д о л ь н ы й З. э.) остаются лишь σ-компоненты, но поляризованные не линейно, а по кругу (рис. 3).

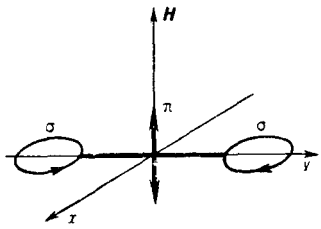


Рис. 3. Поляризация π-компонент (при поперечном эффекте Зеемана) и σ-компонент (при продольном эффекте).

Эта картина — пример наблюдаемого в обычных магнитных полях с л о ж н о г о З. э. В очень сильных магнитных полях, а для некоторых спектральных линий и в обычных полях наблюдается более простая картина (п р о с т о й э ф ф е к т З е е м а н а), когда линия частоты ν_0 расщепляется всего на три составляющих — несмещенную π-компоненту и две симметрично расположенные σ-компоненты ν_1 и ν_2 (зеемановский триплет, рис. 4).

Согласно квантовой теории, расщепление уровней энергии объясняется тем, что с механич. моментом количества движения M квантовой системы, напр. атома, связан его *магнитный момент* μ, к-рый может ориентироваться в магнитном поле только определенным образом. Число его возможных ориентаций равно с т е п е н и в ы р о ж д е н и я уровня энергии $\mathscr{E}$, т. е. числу возможных состояний с данной энергией $\mathscr{E}$. Каждой ориентации μ соответствует различная дополнительная энергия, к-рую атом получает в магнитном поле (равная работе поворота магнитного момента в поле H). Это приводит к исчезновению вырождения в поле, т. е. к расщеплению уровней. Число компонент и величина расщеплений $\Delta\mathscr{E}$ для различных уровней различна (рис. 5).

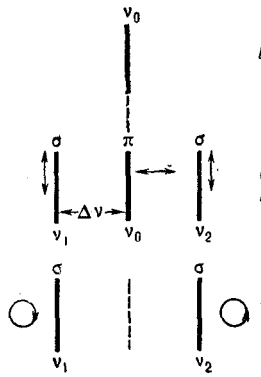


Рис. 4. Простой эффект Зеемана; стрелки показывают поляризацию компонент.

Отношение $\gamma = \mu/M$ (г и р о м а г н и т н о е о т н о ш е н и е) определяет величину магнитного момента μ, а направление μ совпадает с направлением M. Для атома водорода γ может быть найдено из наглядных представлений о движении электрона со скоростью v вокруг неподвижного ядра по круговой орбите радиуса a (рис. 6). Механич. момент электрона, связанный с его орбитальным движением $M = amv$ (m — масса электрона), магнитный момент равен $\mu = iS$, где $i = -ev$ (e — заряд электрона, $\nu = v/2\pi a$ — число его оборотов по орбите в 1 *сек*, т. е. сила «электронного тока»), а S — площадь орбиты. Т. о., орбитальный магнитный момент равен:

$$\mu = iS = -e\frac{v}{2\pi a}\cdot\pi a^2 = -\frac{e}{2mc}M,$$

откуда $\mu/M = \gamma_0 = -e/2mc$.

Однако электрон, помимо орбитального движения, обладает собственным моментом — *спином*. Для спина электрона $\mu/M = 2\gamma_0 = -e/mc$. В общем случае для уровней энергии любого атома $\mu/M = g\gamma_0$, где коэфф. g (множитель Ланде, или магнитный фактор расщепления) принимает различные значения для различных уровней энергии в зависимости от характеристик этих уровней.

При ориентации магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \gamma \boldsymbol{M}$ в магнитном поле $\boldsymbol{H}$ его проекция на направление поля $\mu_H = \gamma M_H$ квантуется вместе с проекцией механич. момента: $\mu_H = \gamma M_H = g\gamma_0 \frac{h}{2\pi} m$, где магнитное квантовое число $m = J, J-1, \ldots -J$, а J — квантовое число, определяющее возможные значения момента количества движения M. Таким образом, μ_H принимает $2J+1$ значений при заданном значении момента количества движения. Величина $-\gamma_0 \frac{h}{2\pi} = \frac{eh}{4\pi mc} = \mu_Б$ является естественной единицей для измерения электронных магнитных моментов, ее наз. магнетоном Бора: $\mu_H = -g\mu_Б m$.

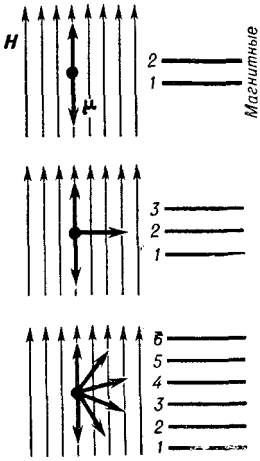


Рис. 5. Расщепление уровней энергии в магнитном поле при $J = 1/2, 1, 5/2$.

Дополнительная энергия атома в магнитном поле:

$$\Delta\mathscr{E}_m = -\mu_H H = g\mu_Б H \cdot m$$

различна для разных магнитных квантовых чисел m и определяет расщепление уровня на $2J+1$ равноотстоящих подуровней. Расстояние между соседними подуровнями:

$$\delta = \Delta\mathscr{E}_{m+1} - \Delta\mathscr{E}_m = g\mu_Б H = g\Delta\mathscr{E}_0,$$

где $\Delta\mathscr{E}_0 = \mu_Б H$ — величина нормального расщепления. Для уровней $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ атома Na (рис. 7) $g_1 = 2$ (чисто спиновый магнитный момент), $g_2 = 2/3$, $g_3 = 4/3$ и, соответственно:

$$\delta_1 = 2\Delta\mathscr{E}_0, \quad \delta_2 = \frac{2}{3}\Delta\mathscr{E}_0 \quad \text{и} \quad \delta_3 = \frac{4}{3}\Delta\mathscr{E}_0.$$

Если для уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ расщепление одинаково ($g_1 = g_2$), то получается зеемановский триплет, т. е. простой З. э., в отличие от сложного З. э., наблюдаемого, когда $g_1 \neq g_2$. Простой З. э. наблюдается в предельном случае сильного магнитного поля, расщепление в к-ром велико по сравнению с расстоянием между соседними уровнями (эффект Пашена — Бака).

Рис. 6. Движение электрона в атоме водорода по круговой орбите.

Изучение З. э. позволяет определять характеристики *уровней энергии*. Наряду с квантовыми переходами между зеемановскими подуровнями различных уровней энергии (З. э. на спектральных линиях) можно наблюдать вынужденные магнитные квантовые переходы между зеемановскими подуровнями одного и того же уровня. Такие переходы происходят под действием излучения частоты $\nu = \delta/h$ (h — *Планка постоянная*). В обычных магнитных

полях частота таких переходов соответствует радиодиапазону *сверхвысоких частот*. Это приводит к избирательному поглощению радиоволн, к-рое можно наблюдать в парамагнитных телах, поме-

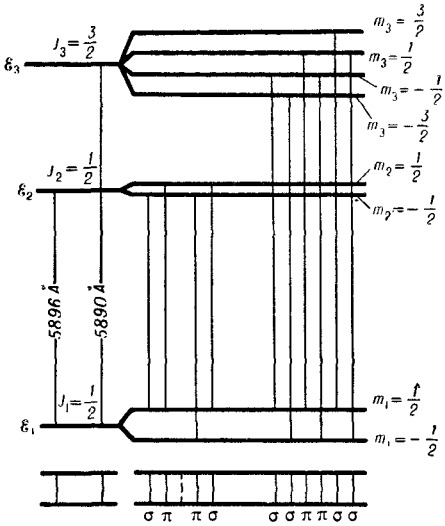


Рис. 7. Расщепление уровней энергии и спектральные линии атома Na.

щенных в постоянное магнитное поле (см. *Электронный парамагнитный резонанс*, *Квантовый усилитель*, *Квантовый магнитометр*).

Лит. см. при ст. *Уровни энергии.* *М. А. Ельяшевич.*

И

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД — переход микросистемы (атома, молекулы и др.) с одного *уровня энергии* на другой, сопровождающийся испусканием, поглощением или рассеянием *фотонов*. См. *Квантовый переход*.

ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР — *лазер*, работающий в импульсном режиме, когда *инверсия населенностей* в рабочем веществе создается на короткое время однократно или периодически. Импульсный режим работы большинства Л. обусловлен необходимостью применения очень мощных источников *накачки*, работа к-рых в непрерывном режиме невозможна. Напр., в импульсном рубиновом *лазере* накачка создается лампой-вспышкой, излучающей световую энергию до $1 = 2 \cdot 10^4$ *дж* за время $\sim 10^{-3}$ *сек*. Это соответствует мощности $\sim 1 — 2 \cdot 10^7$ *вт*. Макс. мощность И. л. достигает 10^{12} *вт*.

ИНВЕРСИИ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение коэфф. квантового усиления в веществе с инверсией населенностей к показателю поглощения в этом же веществе при тепловом равновесии. См. *Квантовая электроника*, 4.

ИНВЕРСИОННЫЙ ПЕРЕХОД. Нек-рые молекулы, в частности молекула аммиака NH_3 (и ее дейтерозамещенные NH_2D, NHD_2 и ND_3) обладают двумя различными устойчивыми расположениями

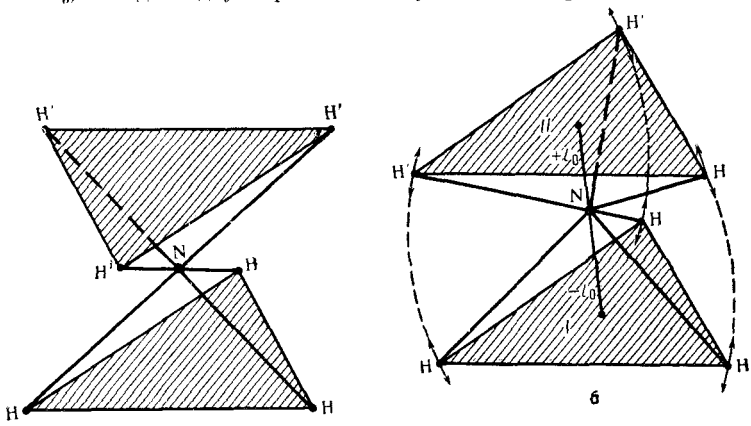


Рис. 1. Молекула аммиака NH_3 и ее колебания вокруг двух положений равновесия: *а* — две устойчивые конфигурации молекулы NH_3; *б* — атомы H колеблются относительно атома N вокруг двух положений равновесия: $-l_0$ (выход из плоскости *I*) и $+l_0$ (выход из плоскости *II*).

атомов (равновесными конфигурациями). В одной конфигурации молекулы NH_3 три атома водорода находятся по одну сторону от атома азота, в другой — на противоположной стороне (рис. 1, *а*). Эти конфигурации получаются друг из друга путем инверсии — отражения в центре.

В таких молекулах происходит расщепление каждого колебательного уровня на два инверсионных подуровня (см. *Уровни энергии*). Колебательные уровни молекул связаны с колебаниями атомов внутри молекулы вокруг положения равновесия (рис. 1, *б*). Расщепление этих колебательных уровней связано с тем, что потенциальная энергия молекул U как функция расстояния l плоскости атомов H от атома N имеет два минимума (рис. 2). При

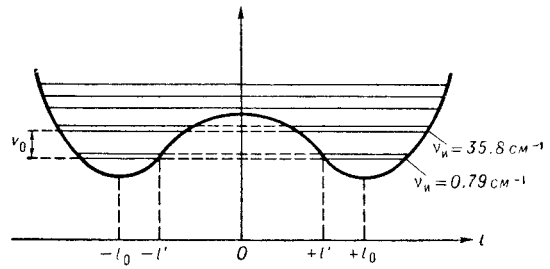


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии U молекулы NH_3 от расстояния плоскости атомов водорода от атома азота l.

малых отклонениях от положений равновесия ($+l_0$ или $-l_0$) происходят колебания молекулы вокруг этих положений. Но возможны и бо́льшие изменения, связанные с «перескоками» молекулы из одного минимума в другой (пунктир на рис. 1, *б*). Такие «перескоки» соответствуют на рис. 2 прохождению области от $-l_0$ до $+l_0$, отделяющей два минимума, где полная энергия молекулы $\mathscr{E}$ меньше ее потенциальной энергии U, что запрещено обычной (классической) механикой. Однако, согласно квантовой механике, прохождение молекулы сквозь потенциальный барьер возможно (туннельный эффект). При этом вместо двух независимых колебательных уровней с одинаковой энергией $\mathscr{E}$ в каждом минимуме получаются два близких уровня энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, общих для обоих минимумов, — инверсионное расщепление. Между этими уровнями возможен И. п., сопровождающийся излучением фотона частоты $\nu_и$ (см. *Квантовый переход*):

$$\nu_и = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h.$$

Аналогичное явление можно наблюдать на примере колебаний двух одинаковых маятников. При отсутствии связи между ними маятники колеблются с одинаковой частотой $\nu_и$, а при наличии связи совершают два разных колебания с близкими частотами ν_1 и ν_2. Разность частот $\Delta\nu$ мала и определяется частотой перекачки энергии от одного маятника к другому. В случае инверсионного расщепления частота И. п. определяется частотой ν «перескоков» молекулы из одного минимума в другой, малой по сравнению с частотой колебаний ν_0 атомов H в минимумах.

Частота И. п. ν зависит от вращения молекулы как целого, т. е. от вращательных *квантовых чисел* J и K, определяющих величину вращательного момента M молекулы и его проекции M_k на ось молекулы. Поэтому получается не одна спектральная линия $\nu_и$, а совокупность линий — инверсионный спектр. Наибо-

лее интенсивные линии инверсионного спектра аммиака, лежащие в диапазоне сантиметровых волн, используются для возбуждения аммиачного молекулярного генератора. См. *Квантовые стандарты частоты*, 4.

Лит. см. при ст. *Квантовый переход.* *М. А. Ельяшевич.*

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ — соотношение между населенностями энергетич. уровней атомов или молекул вещества, при к-ром число частиц на верхнем из данной пары уровней больше, чем на нижнем (см. *Уровни энергии*). И. н. — необходимое условие создания почти всех квантовых генераторов и усилителей. См. *Квантовая электроника*, 3, 4.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР — полупроводниковый лазер, в к-ром инверсия населенностей создается в результате инжекции (впрыскивания) электронов и дырок в область *электронно-дырочного перехода*. Инжекция происходит под действием электрич. поля, приложенного к переходу в прямом направлении. И. л. отличаются высоким кпд (до 50%) и малыми размерами (~ 1 *мм*^{3}). Выходная мощность И. л. достигает 1—2 *вт* в непрерывном режиме и 10—20 *вт* в импульсном режиме. И. л. созданы на большом числе полупроводников и излучают в широком диапазоне длин волн — от видимого до инфракрасного излучения. См. *Полупроводниковый лазер*, *Полупроводники.* *В. А. Данилычев.*

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ света — явление, заключающееся в том, что при наложении двух или более световых волн с одинаковой частотой и *поляризацией* в различных точках пространства происходит усиление или ослабление результирующей амплитуды световых колебаний в зависимости от соотношения между фазами колебаний световых волн в этих точках. При наложении 2 световых волн суммарная амплитуда колебания электрич. напряженности E равна алгебраической сумме колебаний каждой волны в отдельности: $E = E_1 + E_2$. Если $E_1 = eA_1 \sin \omega t$, а $E_2 = eA_2 \sin(\omega t + \varphi)$, где e — вектор поляризации, A — амплитуда волны, φ — сдвиг фазы между волнами, то результирующая волна имеет ту же самую частоту ω и поляризацию e, а ее амплитуда A зависит от сдвига фазы φ:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \varphi}. \qquad (1)$$

Наибольшая величина амплитуды, равная $A_1 + A_2$, достигается при разности фаз $\varphi = 2\pi n$ (n — целое число), а наименьшая, равная $A_1 - A_2$, при $\varphi = \pi(2n + 1)$.

Если интерферирующие волны исходят от двух точечных источников, дающих световые колебания в одинаковой фазе, то разность фаз волн, приходящих от источников в к.-л. точку однородной среды, равна $\varphi = 2\pi(r_1 - r_2)/\lambda$, где r_1 и r_2 — расстояния от точки наблюдения до источников. Т. к. разность хода между интерферирующими лучами $\Delta = r_1 - r_2$ не остается постоянной для всех точек наблюдения, то в пространстве возникают интерференционные полосы — чередующиеся максимумы и минимумы амплитуды результирующей волны. Наиболее четкая картина И. с. наблюдается при равенстве амплитуд. В этом случае суммарная амплитуда равна $2A_1$, а миним. значение равно нулю.

Обычные источники света, напр. две лампы накаливания, не создадут интерференционных полос, т. к. такие источники света являются некогерентными и.

Световые волны испускаются атомами вещества независимо друг от друга, в виде цугов волн, длина к-рых не превышает $10^7\lambda$ (λ — длина волны), что соответствует длительности излучения 10^{-8} *сек*. Цуги волн, испускаемые атомами, многократно обрываются, при этом произвольно меняется соотношение между фазой волны от данного атома и фазами волн от др. атомов. Т. к. время наблюдения или регистрации света длится не менее 10^{-3} *сек*, то за это время разность фаз между волнами отдельных атомов успевает принять всевозможные значения. В результате этого освещенность в данной точке изменится за время наблюдения многократно (за счет изменения $\cos\varphi$). Т. к. глаз или фотопластинка воспринимают лишь с р е д н ю ю освещенность, то результирующая освещенность будет равна сумме освещенностей, создаваемых каждым отдельным источником: $A^2 = A_1^2 + A_2^2$ (подробнее см. *Когерентность*).

И. с. можно получить, если световую волну, испускаемую атомом, расщепить на две или более когерентные волны. Такое расщепление происходит, напр., при отражении от зеркал. После совмещения расщепленных волн можно наблюдать интерференционную картину. Т. к. интерферировать должны цуги волн, относящиеся к одному и тому же акту испускания атомом, то разность хода Δ между расщепленными лучами не должна превышать длины цуга $L = 10^7\lambda$ (*при* $\lambda \approx 0{,}5$ *мкм*, $L \approx 5$ *м*).

Четкость интерференционной картины зависит также от размеров источника света. При размерах источника, бо́льших длины волны, картина И. является наложением расщепленных когерентных волн от разных точек источника. Если одна пара лучей дает минимум, то др. пара может дать при И. максимум, в результате чего интерференционные полосы могут сильно размыться или пропасть вовсе. И. от протяженных источников можно наблюдать с помощью собирающей линзы в ее фокальной плоскости. В этом случае лучи, падающие на линзу под одинаковым углом, собираются в одной фокальной точке независимо от того, из каких точек источника света они вышли.

При одном и том же расположении источников света и места наблюдения интерференционная картина зависит от длины волны, т. к. на одном и том же пути L происходит различный набег фазы φ в зависимости от длины волны света. В результате этого максимумы и минимумы интерференционной картины, соответствующие различным длинам волн, будут расположены в различных местах.

Лит. см. при ст. *Когерентность*. *А. П. Сухоруков.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО — оптич. прибор, основанный на *интерференции* света; состоит из двух параллельных стеклянных или кварцевых пластин, поверхности к-рых (обращенные друг к другу) — плоские с точностью до 0,01 λ (λ — длина световой волны) и покрыты хорошо отражающим слоем (напр., *серебро*, *алюминий*). Для достижения строгой параллельности пластины прижимаются к распорному кольцу. Расстояние между пластинами можно менять. Плоская световая волна, падающая на И. Ф.—П., многократно отражается от зеркал, в результате чего в нем образуются с т о я ч и е световые волны. Узлы и пучности их для разных длин волн смещены в пространстве, что позволяет по этим смещениям определить длины волн, т. е. спектральный состав излучения. Прибор меняется для исследования тонкой структуры

спектральных линий. С появлением лазеров он обрел новую жизнь в качестве оптического *открытого резонатора*.

ИОННЫЙ ЛАЗЕР — лазер, рабочим веществом к-рого являются сильно ионизированные инертные газы (Xe, Kr, Ar, Ne), а также хлор, пары фосфора и серы. Ионизация может быть двух-, трехкратной. *Инверсия населенностей* в И. л создается за счет возбуждения ионов на более высокие уровни при их соударениях со свободными электронами, образующимися в электрич. разряде. В И. л., прежде чем возбудить ионные уровни, необходимо сначала ионизовать газ. Поэтому И. л. требуют для своей работы пропускания через газ больших токов, плотностью до неск. тыс. *а/см*^{2}. И. л. — самые мощные источники когерентного света в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. См. *Газовый лазер*.

К

КВАДРУПОЛЬНЫЙ КОНДЕНСАТОР — устройство, применяемое в молекулярном генераторе для пространственной сортировки молекул по уровням энергии. К. к. может быть образован четырьмя параллельными электродами, расположенными симметрично относительно общей оси на равном расстоянии друг от друга (рис. 1). Одна пара электродов (через один) соединяется с положительным полюсом источника постоянного напряжения, вторая — с отрицательным. В результате внутри системы создается неоднородное электрич. поле. Вдоль оси системы оно равно нулю.

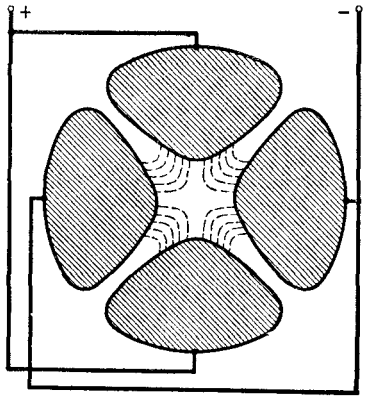


Рис. 1. Сечение квадрупольного конденсатора; пунктиром показаны силовые линии электрического поля.

С помощью К. к. для молекул, обладающих электрич. дипольным моментом, может быть осуществлена пространственная сортировка молекул по энергетич. уровням. В однородном электрич. поле у таких молекул возникает лишь смещение уровней энергии молекулы (см. *Штарка эффект*). Если же поле неоднородно, то в нем возникают силы, отклоняющие молекулы от их первоначальных траекторий. Направление и величина этих сил зависят от строения молекулы и того, на каком *уровне энергии* находится молекула.

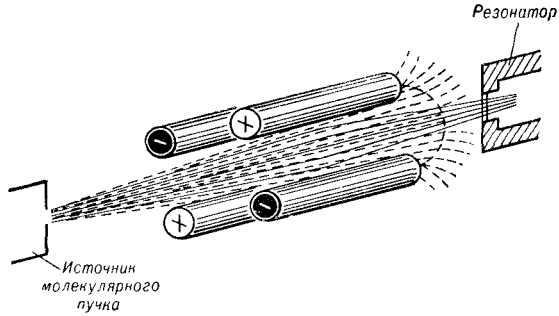


Рис. 2. Изменение траекторий невозбужденных (пунктир) и возбужденных (сплошные линии) молекул в квадрупольном конденсаторе.

В случае аммиака NH_3 сила, действующая на невозбужденные молекулы, находящиеся на нижнем из пары инверсионных уровней (см. *Инверсионные переходы*), стремится отклонить их в область, где электрич. поле максимально. Для К. к. — это область макс. сближения соседних электродов. В то же время сила, действующая на

возбужденные молекулы, находящиеся на верхнем из этой пары уровней, *отклоняет их в область*, где электрич. поле минимально, т. е. к оси К. к. (рис. 2). В результате, если в К. к. входит пучок молекул (см. *Молекулярные и атомные пучки*), находящихся в тепловом равновесии (см. *Больцмана распределение*), то на выходе К. к. пучок молекул, летящих вблизи его оси, будет состоять преимущественно из возбужденных молекул.

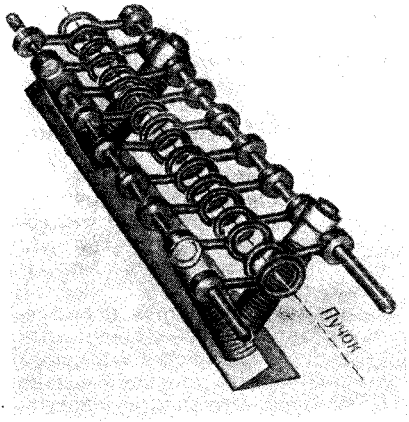


Рис. 3. Кольцевая сортирующая система.

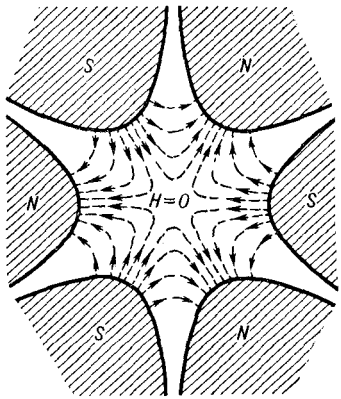


Рис. 4. Сечение шестиполюсного магнитного конденсатора; пунктиром показаны силовые линии магнитного поля.

Кроме К. к., для сортировки молекул могут быть использованы устройства, состоящие из 6, 8, 10 или 12 электродов. Эффективной является также система колец (рис. 3). Сортировка частиц, обладающих магнитным моментом, напр. атомов водорода, может производиться неоднородным магнитным полем, образованным четным числом магнитных полюсов чередующейся полярности (рис. 4). Поведение частиц, обладающих магнитным моментом, в таком магнитном поле объясняется *Зеемана эффектом*. Оно аналогично поведению частиц, обладающих электрич. моментом, в поле К. к. (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Лит. см. при ст. *Квантовые стандарты частоты*. *В. В. Григорьянц.*

КВАНТ — определенное количество — «порция». Напр., К. энергии — определенное количество энергии, к-рое отдается или поглощается атомом, молекулой и т. д. при *квантовом переходе* из одного состояния в другое. Величина К. энергии излучения равна $h\nu$, где ν — частота излучения, h — *Планка постоянная*.

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА — область физики, объединяющая квантовые и радиофизич. явления. См. *Квантовая электроника*.

КВАНТОВЫЕ ЧАСЫ — устройство для точного измерения времени, основной частью к-рого является атомный или молекулярный стандарты частоты. В первом случае К. ч. иногда наз.

атомными часами, во втором — молекулярными. Колебания внутри атомов и молекул заменяют «маятник», регулируют ход К. ч. Эти колебания настолько стабильны, что К. ч. позволяют определять время точнее, чем астрономич. методы (см. *Квантовые стандарты частоты*, 1, 2).

Сигналы атомного или молекулярного стандартов частоты сами по себе не могут быть использованы для вращения часового механизма. Это объясняется тем, что мощность этих сигналов ничтожна, а частота колебаний, как правило, весьма высока и имеет нецелочисленное значение. Напр., мощность колебаний молекулярного генератора на аммиаке равна: 10^{-10} *вт*, частота колебаний 23870,129 *Мгц*, а мощность атомного водородного генератора еще меньше и составляет 10^{-11} — 10^{-12} *вт* на частоте 1420,406 *Мгц*. Это затрудняет непосредственное использование таких генераторов в службе времени, в различных навигационных системах, при проведении научных исследований. В этих случаях более удобно иметь набор (сетку) стандартных высокостабильных частот — 1 *кгц*, 10 *кгц*, 100 *кгц*, 1 *Мгц* и т. д. при высокой мощности выходного сигнала. Поэтому К. ч., помимо атомного или молекулярного стандартов частоты, содержат специальные радиотехнические устройства, служащие как для формирования такой сетки частот, так и для привода электрических часов.

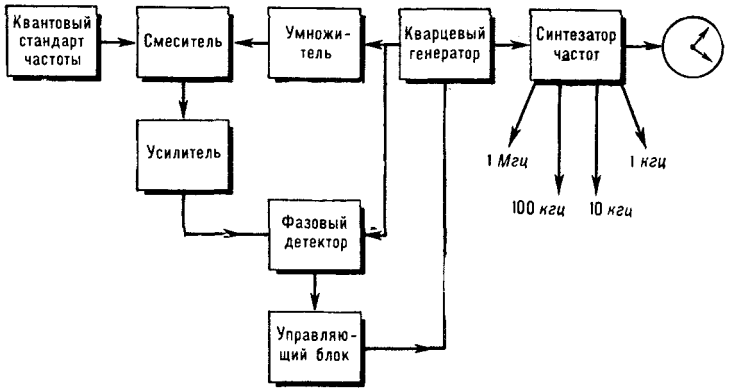
В зависимости от типа квантового стандарта частоты и от требований, предъявляемых к свойствам сформированных стабильных сигналов, применяются разные методы преобразования исходного сигнала квантового стандарта. Большинство этих методов основано на использовании в радиосхеме К. ч. вспомогательного низкочастотного *кварцевого генератора*. Из-за медленных изменений частоты кварцевого генератора (старения) точность базирующихся на нем часов была бы невысокой. В К. ч. колебания кварцевого генератора контролируются периодически с помощью квантового стандарта частоты, благодаря чему точность квантовых часов повышается до уровня точности самого квантового стандарта.

Однако введение периодич. поправок удобно не всегда. Для нек-рых устройств, в частности навигационных, более рационально повышение стабильности частоты вспомогательного кварцевого генератора с помощью системы автоматич. подстройки его частоты по частоте квантового стандарта. Блок-схема одного из вариантов такой системы (фазовая автоподстройка) показана на рисунке. Низкая частота $\nu_{кв}$ колебаний кварцевого генератора (обычно ~ 10 *Мгц*) умножается радиотехнич. средствами в нужное число (n) раз и в смесителе вычитается из частоты квантового стандарта $\nu_{ст}$. Подбором конкретных значений $\nu_{кв}$ и n разностная частота ($\nu_{ст} - n\nu_{кв}$) может быть сделана приблизительно равной частоте кварцевого генератора $\nu_{кв} = (\nu_{ст} - n\nu_{кв})$.

После усиления сигнал разностной частоты ($\nu_{ст} - n\nu_{кв}$) подается на один вход фазового детектора, а на др. его вход подаются колебания кварцевого генератора.

Фазовый детектор вырабатывает напряжение, величина и знак к-рого зависят от отклонения разностной частоты и частоты кварцевого генератора $\nu_{кв}$ друг от друга. Это напряжение подается затем на блок управления частотой кварцевого генератора и тем самым вызывает сдвиг частоты генератора, к-рый компенсирует отклонение $\nu_{кв}$ от разностной частоты. Т. о., любое изменение частоты квар-

цевого генератора вызывает появление на входе блока управления напряжения соответствующей величины и знака, сдвигающего частоту в обратном направлении. Благодаря этому частота генератора автоматически поддерживается неизменной. В результате стабильность частоты кварцевого генератора становится практически равной стабильности частоты квантового стандарта. Роль синтезатора частот (см. рис.), являющегося по существу



Блок-схема квантовых часов.

простейшим счетно-решающим электронным устройством, заключается в формировании из сигнала кварцевого генератора сетки столь же точных стандартных частот. Одна из них служит для питания электрич. часов, а остальные используются для метрологич. и др. целей.

Погрешность хода лучших К. ч. такого типа при тщательном изготовлении и настройке составляет не более 1 *сек* за неск. тыс. лет.

Первые К. ч. были созданы в 1957. Стандартом частоты в них служил молекулярный (аммиачный) генератор.

Лит.: 1) Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968. *В. В. Григорьянц.*

КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР — источник электромагнитного излучения, основанный на вынужденном излучении атомов и молекул. К. г. разделяются по типу рабочего вещества (пучковые, газовые, жидкостные, твердотельные, парамагнитные, полупроводниковые); по способу возбуждения генерации (напр., К. г. с оптическим возбуждением); по диапазону излучаемых длин волн (оптич. К. г., или *лазер*, К. г. диапазона СВЧ, или *мазер*, К. г. инфракрасного диапазона — *иразер*); по режиму работы (импульсные, непрерывного действия) и по др. признакам. См. *Квантовая электроника*, 3; *Квантовые стандарты частоты*, 4.

КВАНТОВЫЙ МАГНИТОМЕТР — прибор для измерения магнитных полей, основанный на явлениях *магнитного резонанса.* Квантовые магнитометры были разработаны в связи с необходимостью точных измерений магнитных полей с целью изучения магнитного поля Земли, других планет Солнечной системы и меж-

планетного пространства, а также для магнитной разведки полезных ископаемых. В результате таких измерений, напр., стало известно, что магнитное поле Земли ($\sim 0{,}5$ *э*) претерпевает медленные изменения (вековой ход): наблюдается уменьшение общего магнитного момента Земли (за последние 100 лет на 5%) и систематич. дрейф магнитных полюсов (на 5° за 100 лет). Изучение векового хода важно для выяснения внутреннего строения Земли, природы земного магнетизма, а также для уточнения магнитных карт.

Измерение магнитных полей осуществляется магнитометрами различных типов. Простейший из них — тангенс-буссоль — представляет собой магнитную стрелку на спец. подвесе (статический магнитометр). Измеряемое магнитное поле отклоняет стрелку от ее равновесного положения. Точность таких приборов невелика (10^{-4} *э*) и их нельзя использовать для измерения величины магнитного поля Земли и применять при наличии вибраций.

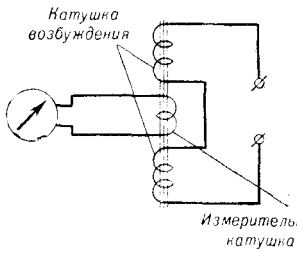


Рис. 1. Феррозонд.

Более совершенны динамические (индукционные) магнитометры. Простейший из них — катушка, вращающаяся в измеряемом магнитном поле. Напряженность магнитного поля определяется по величине эдс, наводимой в катушке. Точность таких приборов $\sim 10^{-5}$ *э*. Срок службы невелик, т. к. быстрое вращение катушки приводит к износу подвижных контактов. Лучшими качествами обладают феррозонды (магнитонасыщенные магнитометры). В измерительную катушку этих приборов помещен сердечник из материала с большой магнитной проницаемостью (напр., пермаллой). На сердечник намотана также вторая катушка возбуждения, питаемая переменным током (рис. 1). При достижении полем возбуждения H определенной величины сердечник насыщается и его магнитная проницаемость μ резко падает — от неск. тыс. до 1, что приводит к сильному уменьшению потока индукции B_0 измеряемого поля через измерительную катушку. Измеряемое поле «выталкивается» из сердечника, при этом силовые линии пересекают измерительную катушку. В результате в ней наводится эдс индукции, величина к-рой пропорциональна напряженности исследуемого поля H_0. Чувствительность феррозондов высока ($\sim 10^{-7}$ *э*), они компактны и потребляют малую мощность. Однако они нуждаются в градуировке и их показания зависят от изменения магнитных свойств сердечника и темп-ры окружающей среды.

Для измерения магнитных полей применяются также датчики Холла. *Полупроводник* с большой концентрацией электронов или дырок (Ge, Bi, Te и др.) помещают в измеряемое магнитное поле H_0 и пропускают по нему ток I, перпендикулярный H_0. В результате отклонения носителей тока магнитным полем H_0 на боковых гранях полупроводникового кристалла возникает поперечная разность потенциалов, пропорциональная величине H_0 (эдс Холла). Датчики Холла конструктивно просты, их относительная погрешность $\sim 2\%$; недостаток — зависимость их показаний от темп-ры.

Принцип работы квантовых магнитометров. Наиболее перспективны для измерения слабых полей К. м. В основе их работы лежит то обстоятельство, что парамагнитные атомы являются магнитными диполями и ведут себя подобно магнитным волчкам (см. *Спин*, *Парамагнетизм*). Когда на свободный парамагнитный атом действует постоянное внешнее магнитное поле H_0, то ось, по к-рой направлен магнитный дипольный момент, прецессирует в этом поле по часовой стрелке с частотой ω_0, пропорциональной величине поля (рис. 2):

$$\omega_0 = \gamma H_0, \qquad (1)$$

где γ — отношение магнитного момента атома к его механич. моменту (гиромагнитное отношение). Т. к. γ измерено с большой точностью, то значение H_0 легко определяется измерением ω_0.

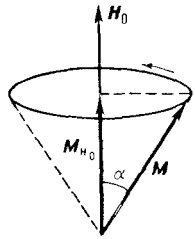


Рис. 2. Магнитный момент электрона M прецессирует в постоянном магнитном поле H_0; M_H — проекция магнитного момента на направление поля, α — угол прецессии.

Угол раствора конуса α, а следовательно, и величина M_H проекции магнитного момента M каждого диполя на направление поля H_0 не изменяются, если на диполь не действуют к.-л. внешние силы. При этом суммарная проекция для совокупности диполей $\Sigma M_H = 0$, т. к. диполи имели бы произвольную ориентацию (рис. 3, *а*). Однако в действительности такие силы всегда существуют. В результате хаотич. тепловых движений (см. *Парамагнитная релаксация*) совокупность магнитных диполей, составляющих вещество, постепенно ориентируется в направлении поля H_0 и вещество намагничивается (рис. 3, *б*). При этом появляется суммарная проекция M_H. Величина этой проекции зависит от величины поля H_0, от свойств вещества и его темп-ры.

Суммарную намагниченность вещества M_H, содержащего магнитные диполи, прецессирующие в слабом магнитном поле H_0, можно изменить. С этой целью можно воспользоваться переменным магнитным полем $H_1 \perp H_0$ или хотя бы имеющим составляющую, перпендикулярную H_0, т. е. не параллельным H_0. Если частота ω_1 поля H_1 совпадает с частотой прецессии ω_0, то поле H_1 действует на каждый прецессирующий магнитный диполь в постоянной фазе (синхронно) и вызывает периодич. изменение угла прецессии каждого диполя. Это изменяет суммарную намагниченность вещества, что может быть зарегистрировано различными методами (см. ниже). Тем самым может быть измерено резонансное значение ω_0, а затем вычислено H_0.

Если частота переменного магнитного поля ω_1 не совпадает с частотой прецессии ω_0, то между полем H_1 и прецессией магнитных диполей нет синхронизма и усредненное действие переменного поля

H_1 не приводит к изменению намагниченности вещества. Все сказанное относится не только к тем парамагнитным частицам, магнитный момент к-рых связан со спином электронов (см. *Парамагнетизм*, *Электронный парамагнитный резонанс*), но также и к атомным ядрам с отличным от нуля спином (ядерный магнитный резонанс), в частности к ядрам атомов водорода — протонам, обладающим магнитным дипольным моментом, равным $5 \cdot 10^{-24}$ *эрг/гс* (ядерному магнетону).

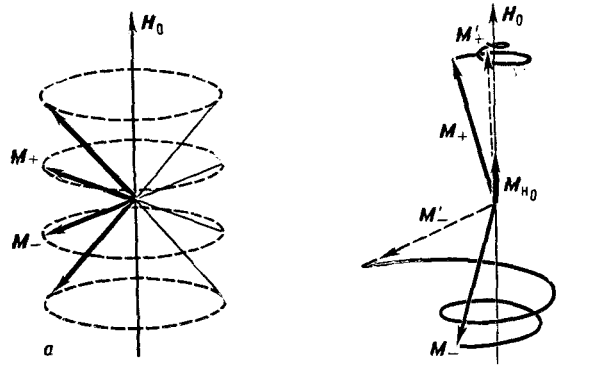


Рис. 3. *а* — без учета тепловых движений суммарная проекция $M_{H_0} = 0$, *б* — возникновение намагниченности $M_{H_0} \neq 0$ при одновременном действии внешнего постоянного поля H_0 и тепловых движений.

Протонный квантовый магнитометр. Рабочим веществом здесь обычно служит вода. Для наблюдения прецессии протонов в измеряемом поле H_0 необходимо, чтобы достаточно большая часть протонов была предварительно ориентирована с тем, чтобы их магнитные моменты сложились и образец оказался намагниченным. Простейший способ намагничивания — помещение образца в сильное постоянное магнитное поле, напр. в поле электромагнита, к-рое, как сказано выше, благодаря тепловым движениям приведет к появлению макроскопич. суммарного магнитного момента протонов. После выключения тока электромагнита намагниченность воды нек-рое время сохраняется. Если направление измеряемого магнитного поля H_0 в этот момент не совпадает с направлением суммарного магнитного момента протонов M, то последний будет прецессировать вокруг H_0.

Для обнаружения прецессии датчик К. м. — кювета с водой — помещается в катушку (рис. 4). Связанное с прецессией магнитного момента изменение магнитного потока, пронизывающего витки катушки, наводит в ней переменную эдс, частота к-рой совпадает с частотой прецессии протонов ω_0. Усиливая этот слабый сигнал ($\sim 10^{-5}$ *в* при $H_0 \sim 5 \cdot 10^{-1}$ *э*) и измеряя его частоту ω_0, можно рассчитать величину поля H_0.

Точность измерений с помощью протонного К. м. $\sim 10^{-7}$ э. В отличие от феррозондов, протонные К. м. дают абс. значение напряженности магнитного поля H_0. Однако они также имеют недостатки: малую чувствительность (магнитный момент протонов очень мал), зависимость величины сигнала от напряженности измеряемого поля, периодич. режим работы, не позволяющий следить за быстрыми изменениями измеряемого поля H_0. Периодич. режим работы

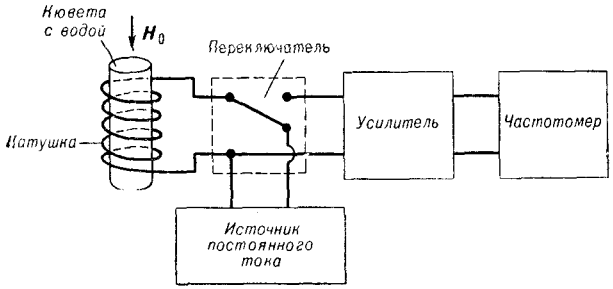


Рис. 4. Схема протонного магнитометра.

протонных магнитометров обусловлен тем, что тепловые движения, приводящие к «выстраиванию» протонов в сильном магнитном поле, быстро возвращают их к равновесному распределению (размагничивают) после выключения этого поля. Поэтому сравнительно короткие интервалы измерения должны перемежаться интервалами нового намагничивания.

Квантовые магнитометры с оптической накачкой, появившиеся в начале 60-х гг., лишены этих недостатков. Они основаны на магнитных свойствах электронов, магнитный момент к-рых значительно больше, чем протонов ($9{,}3 \cdot 10^{-21}$ *эрг/гс*). Рабочим веществом служат парамагнитные пары к.-л. щелочного металла (Na, K, Rb, Cs), заключенные в прозрачную стеклянную колбу. Особенностью К. м. с оптич. накачкой является использование резонансного оптич. излучения как для ориентации электронных спинов (т. е. для намагничивания паров), так и для обнаружения прецессии в измеряемом поле H_0.

Резонансное оптич. излучение обычно получается путем возбуждения атомов того же элемента (напр., в результате электрич. разряда в его парах). Линии резонансного оптич. излучения имеют ряд компонент, мало отличающихся по частоте, но поглощающихся невозбужденными атомами с различной вероятностью. В К. м. используется тот факт, что вероятности поглощения каждой компоненты различно зависят от ориентации магнитного момента атома относительно направления распространения излучения. Выделив при помощи фильтров те компоненты, которые поглощаются лишь атомами, имеющими ориентацию спиновых магнитных моментов, противоположную направлению распространения света (а н т и п а р а л л е л ь н а я о р и е н т а ц и я), но не поглощаются остальными, можно избирательно переводить в возбужденное состояние лишь атомы с антипараллельной ориентацией спинов.

В возбужденном состоянии атомы более чувствительны к влиянию столкновений и легко изменяют при этом ориентацию спина на обратную. Поэтому, несмотря на то, что в возбужденное состояние переводятся только атомы с антипараллельной ориентацией спинов, обратно в основное состояние возвращается одинаковое количество атомов с ориентацией спинов, антипараллельной и параллельной направлению распространения света. В результате облучения светом (оптич. накачки) среди невозбужденных атомов будут преобладать те, магнитные моменты к-рых ориентированы по направлению распространения света накачки. Т. о., пары намагничиваются и одновременно становятся более прозрачными для применяемого света, ибо количество антипараллельных атомов в основном состоянии уменьшается под действием света накачки. Для того чтобы эта намагниченность не разрушалась в результате тепловых соударений, в колбу наряду с парами щелочного металла помещают небольшое количество диамагнитного газа (напр., азота, водорода, гелия, аргона). При столкновении с этими атомами ориентация спинов электронов щелочных атомов изменяется сравнительно медленно (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Т. к. плотность паров щелочных металлов в этом опыте должна быть малой, то намагниченность, полученная при помощи оптич. накачки, тоже мала и прецессия не может быть обнаружена по эдс, наводимой ею в катушке, как в протонных К. м. Наиболее эффективные методы обнаружения прецессии в этом случае основаны на наблюдении изменения поглощения света намагниченным паром при воздействии на него резонансного радиочастотного магнитного поля H_1. Один из этих методов основан на том, что магнитное поле H_1 радиоволны, частота к-рой $\omega = \omega_0$ изменяет параллельную ориентацию магнитного момента электронов, принадлежащих атомам, находящимся в основном состоянии, на антипараллельную. При этом намагниченность паров уменьшается, а поглощение света накачки вновь увеличивается. Регистрируя частоту в момент наибольшего поглощения света, можно точно определить H_0.

Для переориентации спина необходимо не только совпадение частоты ω_1 радиоволны с ω_0, необходимо также, чтобы магнитное поле радиоволны H_1 имело составляющую, перпендикулярную направлению измеряемого магнитного поля H_0. Поглощение света регистрируется фотоэлементом. Для точного измерения частоты ω_0 генератор периодически перестраивается вокруг ω_0 при помощи вспомогательного звукового генератора, а резонанс определяется синхронным детектором или при помощи осциллографа (рис. 5).

Измерение ω_0 осуществляется более удобно в спец. схеме генерирующего магнитометра, в к-ром пары щелочного элемента играют роль резонансного элемента в цепи *обратной связи* усилителя (рис. 6). Накачка намагничивает пары рабочего вещества. Суммарный магнитный момент прецессирует в измеряемом поле H_0 с частотой ω_0. Генерация в этом приборе, как и в обычном ламповом генераторе, возникает под действием флуктуаций. Флуктуационный ток в катушке всегда содержит наряду с др. составляющую с частотой ω_0. Эта составляющая создает переменное поле H_1 с частотой прецессии ω_0. Как сказано выше, суммарный магн. момент паров, прецессируя с частотой ω_0 под действием резонансного поля H_1, с этой же частотой приближается и удаляется от направления света. Поэтому прозрачность паров для этого света также пе-

риодически изменяется с частотой ω_0. С этой же частотой изменяется ток фотоэлемента, пропорциональный интенсивности света, проходящего через колбу. Этот сигнал после усиления снова попадает в катушку, окружающую колбу с паром. Так осуществляется замкну-

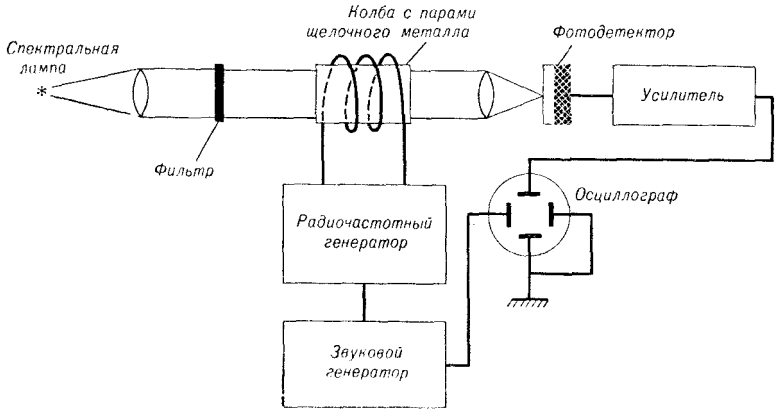


Рис. 5. Схема квантового магнитометра с оптической накачкой и оптической индикацией.

тая цепь самовозбуждения. Избирательность этой цепи обеспечивается прецессией магнитного момента в поле H_0. Частота сигнала, генерируемого таким магнитометром, может быть просто и точно измерена, причем это легко осуществить автоматически и дистанционно (рис. 6).

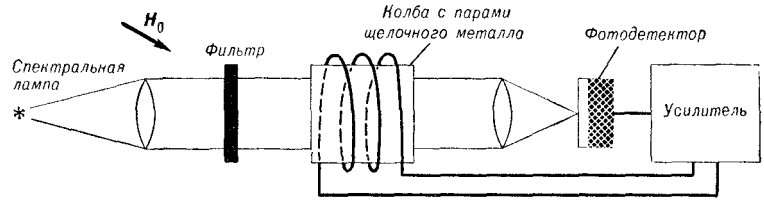


Рис. 6. Схема генерирующего магнитометра с оптической накачкой.

К. м. с оптич. накачкой могут измерять магнитные поля в широком диапазоне — от 10^{-5} *э* до 10 *э*. Их чувствительность превышает 10^{-7} *э*, точность — 10^{-5} *э*. Они широко применяются как в стационарных условиях, так и для измерений с самолетов, ракет, искусственных спутников и т. д.

Лит.: 1) Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1968.

К. И. Дашевская.

КВАНТОВЫЙ ПЕРЕХОД — скачкообразный переход квантовой системы (атома, молекулы и др.) с одного *уровня энергии* на другой. При переходе с более высокого уровня энергии $\mathscr{E}_i$ на более низкий $\mathscr{E}_k$ система отдает энергию, равную $\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k$, а при обратном переходе — поглощает ее (рис. 1).

Различают излучательные и безызлучательные К. п. При излучательных К. п. система испускает или поглощает электромагнитное излучение. Это может быть видимый свет, ультрафиолетовое или инфракрасное излучение (оптические переходы), рентгеновское или гамма-излучение, или радиоволны. Испускание или поглощение происходит порциями энергии $h\nu$ (ν — частота излучения, h — *Планка постоянная*) — квантами излучения. Кванты излучения можно рассматривать как особого рода частицы — *фотоны*. Для излучательных К. п. имеет место фундаментальный закон.

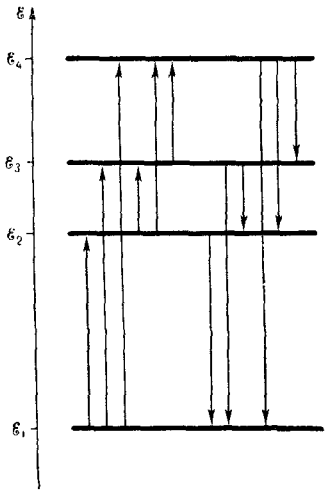


Рис. 1. Квантовая система, теряя энергию, переходит с более высокого уровня на более низкий; поглощая энергию, система возбуждается, т. е. переходит на более высокие уровни.

$$\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k = h\nu. \qquad (1)$$

Этот закон был впервые сформулирован Н. Бором в 1913 г. (второй постулат, или условие частот Бора), всесторонне подтвержден экспериментально и впоследствии теоретически обоснован квантовой теорией.

В случае безызлучательных переходов система получает или отдает энергию при взаимодействии с др. системами. Напр., атомы или молекулы газа могут возбуждаться или терять энергию при столкновении друг с другом или с электронами (см. ниже). Важнейшей характеристикой всех К. п. являются их вероятности, определяющие, как часто будут происходить эти переходы.

Излучательные переходы. Совокупность излучательных К. п. с нижних уровней энергии на верхние образует спектр поглощения данной системы. Совокупность излучательных К. п. с верхних уровней на нижние — ее спектр испускания (рис. 1).

Атомы при К. п. между электронными уровнями энергии испускают или поглощают отдельные спектральные линии, образующие линейчатый спектр. Для простейших атомов в этих спектрах могут быть выделены спектральные серии. В частности — для атома водорода, энергетич. спектр к-рого описывается формулой $\mathscr{E}_n = -R/n^2 + \mathscr{E}_\infty$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$, R — постоянная Ридберга, см. *Уровни энергии*), получается совокупность спектральных линий с частотами:

$$\nu = \frac{\mathscr{E}_{n_1} - \mathscr{E}_{n_2}}{h} = \frac{R}{h}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right). \qquad (2)$$

При $n_1 = 1$ и $n_2 = 2, 3, 4, \ldots$ получается серия Лаймана, при $n_1 = 2$ и $n_2 = 3, 4, 5, \ldots$ — серия Бальмера, при $n_1 = 3$ и $n_2 = 4, 5, 6, \ldots$ — серия Пашена (рис. 2).

У молекул наряду с большими изменениями энергии при К. п. между электронными уровнями, $\Delta\mathscr{E}_{эл}$, могут происходить меньшие изменения энергии при К. п. между колебательными уровнями, $\Delta\mathscr{E}_{кол}$, и еще меньшие изменения энергии при К. п. между вращательными уровнями, $\Delta\mathscr{E}_{вр}$ (рис. 3). Поэтому частота К. п. для молекулы:

$$\nu = \frac{\mathscr{E}' - \mathscr{E}''}{h} = \frac{\Delta\mathscr{E}_{эл}}{h} + \frac{\Delta\mathscr{E}_{кол}}{h} + \frac{\Delta\mathscr{E}_{вр}}{h}. \qquad (3)$$

Т. к. изменения $\mathscr{E}_{эл}$ обычно сопровождаются изменением $\mathscr{E}_{кол}$ и $\mathscr{E}_{вр}$, то образуются электронно-колебательно-вращательные спектры, лежащие в видимой и ультрафиолетовой областях (в соответствии с $\Delta\mathscr{E}_{эл}$) и состоящие из колебательных полос (различные

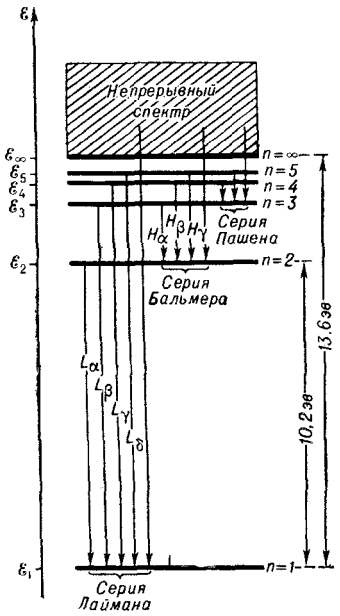


Рис. 2.

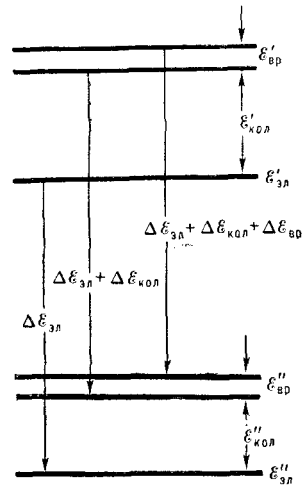


Рис. 3.

Рис. 2. Спектральные серии атома водорода: $L_\alpha L_\beta L_\gamma L_\delta$ — переходы в серии Лаймана, $H_\alpha H_\beta H_\gamma$ — переходы в серии Бальмера, $\mathscr{E}_\infty$ — энергия ионизации атома.

Рис. 3. Переходы между уровнями энергии молекулы; $\mathscr{E}''_{эл}$ и $\mathscr{E}'_{эл}$ — электронные уровни; $\mathscr{E}'_{кол}$, $\mathscr{E}''_{кол}$ — колебательные уровни; $\mathscr{E}'_{вр}$ и $\mathscr{E}''_{вр}$ —вращательные уровни.

$\Delta\mathscr{E}_{кол}$), распадающихся на отдельные вращательные линии, соответствующие различным $\Delta\mathscr{E}_{вр}$. При $\Delta\mathscr{E}_{эл} = 0$, $\mathscr{E}_{вр} \neq 0$ получаются колебательно-вращательные спектры, лежащие в инфракрасной области и также состоящие из полос с вращательной структурой. При $\Delta\mathscr{E}_{эл} = \Delta\mathscr{E}_{кол} = 0$ получаются чисто вращательные спектры, лежащие в далекой инфракрасной

области и в области сантиметровых и миллиметровых радиоволн (в диапазоне *СВЧ*).

При К. п. между соседними колебательными уровнями для строго гармонич. колебаний атомов в молекуле (уровни равноотстоящие) частота перехода равна:

$$\nu = \frac{\Delta \mathscr{E}_{\text{кол}}}{h} = \frac{1}{h}(\mathscr{E}_{v+1} - \mathscr{E}_v) = \nu_0, \qquad (4)$$

где v — колебательное квантовое число, а $\nu_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$ (m — масса ядер, k — коэфф. упругости) определяет частоту собственных колебаний в такой молекуле.

В более сложных молекулах возможны различные виды собственных колебаний, каждому из к-рых соответствует своя частота ν_i. Эти частоты соответствуют К. п. между основным уровнем с $v_j = 0$ ($j = 1, 2, 3\ldots$) и возбужденными уровнями с $v_i = 1$ и $v_j = 0$ ($j \neq i$). Напр., для молекулы CO_2 это будут переходы (0,0,0) → → (1,0,0), (0,0,0) → (0,1,0) и (0,0,0) → (0,0,1), если пользоваться обозначением (v_1, v_2, v_3) → (v_1, v_2, v_3) для К. п. между нижним и верхним уровнями с колебательными квантовыми числами v_1, v_2, v_3.

Как для атомов, так и для молекул возможны К. п. между близкими уровнями тонкой структуры, получающейся при расщеплении электронных уровней энергии вследствие влияния *спина* электрона на его орбитальное движение (*спин-орбитальное взаимодействие*). Частоты этих переходов лежат в области *СВЧ* (для легких атомов и молекул) или в инфракрасной области (для более тяжелых атомов или молекул.) В областях СВЧ и более длинных радиоволн лежат частоты переходов между очень близкими подуровнями, образующимися при расщеплении уровней энергии в электрических (см. *Штарка эффект*) и магнитных (см. *Зеемана эффект*) полях.

Наряду с линейчатыми (для атомов) и полосатыми (для молекул) спектрами возможны непрерывные (сплошные) спектры. Они образуются для атомов и молекул при К. п. между дискретными уровнями энергии и непрерывными полосами энергии, лежащими выше энергии ионизации атомов или энергии диссоциации молекул (см. *Уровни энергии*). У сложных молекул для отдельного электронного перехода из-за очень большого числа колебательных и вращательных уровней они могут сливаться и вместо дискретного спектра, состоящего из полос с вращательной структурой, получаются очень широкие сплошные полосы, т. е. спектр становится практически непрерывным. Для кристаллов при К. п. между уровнями энергии, образующими энергетич. разрешенные зоны, также получаются сплошные спектры (см. *Уровни энергии*, *Полупроводники*).

Спонтанные и вынужденные переходы. К. п. с излучением могут происходить самопроизвольно (спонтанно) и вынужденно. При спонтанном переходе испускание фотона не зависит от внешних воздействий на квантовую систему. Вынужденный переход происходит под действием внешнего излучения частоты ν, удовлетворяющей соотношению $h\nu = \mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k$, т. е. под действием облучения фотонами частоты ν. Существенно, что наряду с поглощением фотона (переход $\mathscr{E}_k \rightarrow \mathscr{E}_i$) возможно и вынужденное испускание фотона. Этот процесс является обратным процессу поглощения. В отличие

от спонтанного испускания, при к-ром поляризация и направление фотонов могут быть любыми, при вынужденном испускании фотон имеет в точности то направление и ту же поляризацию, что и фотон, вызывающий это испускание; частота испущенного фотона также в точности совпадает с частотой вынуждающего излучения. Т. о., наряду с поглощением существует испускание двух типов — спонтанное и вынужденное.

Спонтанное испускание. Благодаря возможности спонтанного испускания фотонов система, например атом, находится на возбужденном уровне энергии, т. е. в состоянии с определенной энергией $\mathscr{E}_i$, лишь конечное время, а затем скачкообразно переходит на какой-нибудь более низкий уровень. Для разных частиц данного сорта продолжительность пребывания на уровне $\mathscr{E}_i$ будет разной, и если в некоторый начальный момент времени $t = 0$ имеется N_{0i} таких частиц, то далее они будут отдавать свою энергию возбуждения, спонтанно испуская фотоны в различные моменты времени. Если τ_i — средняя продолжительность пребывания частиц на возбужденном уровне $\mathscr{E}_i$ (время жизни на уровне), то при большом числе возбужденных частиц N_i оно будет убывать со временем по закону (рис. 4):

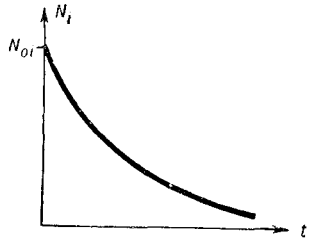


Рис. 4. Убывание числа первоначально возбужденных частиц.

$$N_i = N_{0i}\, e^{-\frac{t}{\tau_i}}. \qquad (5)$$

Т. о., τ_i — время, за к-рое N_i убывает в e (2,7) раза. Через время τ_i $N_i = N_{0i}/2{,}7 = 0{,}368\ N_{0i}$. Частицы, потерявшие энергию, испустив фотон, могут вновь возбуждаться на уровень $\mathscr{E}_i$. В результате, чем меньше τ_i, тем чаще они будут испускать фотоны. Величину $A_i = 1/\tau_i$, определяющую среднее число фотонов, испускаемых одной частицей в 1 *сек* (если τ_i выражать в *сек*), наз. вероятностью спонтанного испускания с уровня $\mathscr{E}_i$. Для простейшего случая спонтанного перехода с первого возбужденного уровня $\mathscr{E}_2$ на основной уровень $\mathscr{E}_1$ величина $A_2 = 1/\tau_2$ определяет вероятность этого перехода; ее можно обозначить A_{21}. Напр., у атома водорода для уровня $\mathscr{E}_2$ (рис. 2) $\tau_2 = 0{,}21 \cdot 10^{-8}$ *сек* и $A_2 = A_{2,1} = 4{,}65 \cdot 10^8$ *сек*$^{-1}$.

С более высоких возбужденных уровней возможны переходы на различные нижние уровни $\mathscr{E}_k$. Полное число фотонов A_i, испускаемых в среднем одной частицей, обладающей энергией $\mathscr{E}_i$, за 1 *сек*, равно сумме чисел фотонов A_{ik}, испускаемых при отдельных переходах:

$$A_i = \Sigma A_{i,k}. \qquad (6)$$

Т. о., полная вероятность A_i спонтанного испускания с уровня $\mathscr{E}_i$ на любой др. уровень равна сумме вероятностей $A_{i,k}$ отдельных спонтанных переходов $\mathscr{E}_i \to \mathscr{E}_k$. Напр., для атома водорода $A_{31} = 0{,}55 \cdot 10^8$ *сек*$^{-1}$ (переход $\mathscr{E}_3 \to \mathscr{E}_1$), $A_{32} = 0{,}43 \cdot 10^8$ *сек*$^{-1}$ (переход $\mathscr{E}_3 \to \mathscr{E}_2$) и $A_3 = A_{31} + A_{32} = 0{,}98 \cdot 10^8$ *сек*$^{-1}$, что дает $\tau_3 =$

$= 1/A_3 = 1{,}02 \cdot 10^{-8}$ *сек* — типичное время жизни возбужденных уровней атомов.

Если число частиц в 1 *см*^{3}, находящихся на уровне $\mathscr{E}_i$, или иначе его населенность, равна n_i, то число фотонов $Z_{i,k}$, спонтанно испущенных в 1 *см*^{3} за 1 *сек* при К. п. $\mathscr{E}_i \to \mathscr{E}_k$ будет равно

$$Z_{i,k} = A_{i,k} n_i. \tag{7}$$

Величина $A_{i,k}$ наз. коэффициентом Эйнштейна для спонтанного испускания (см. ниже). Существенно, что вероятность $A_{i,k}$ относится к 1 *сек*, поэтому она может принимать любые значения от 0 до ∞, в отличие от математич. вероятностей, меняющихся от 0 до 1. Вероятность любых К. п. принято относить к единице времени.

Поглощение и вынужденное испускание. В отличие от спонтанного испускания, число вынужденных К. п. пропорционально: плотности ρ_ν излучения частоты $\nu = (\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k)/h$, т. е. энергии фотонов частоты ν, находящихся в 1 *см*^{3}. Число фотонов Z_{ki}, поглощенных в 1 *см*^{3} за 1 *сек*, пропорционально населенности n_k нижнего уровня $\mathscr{E}_k$ и плотности излучения ρ_ν:

$$Z_{k,i} = B_{k,i} n_k \rho_\nu. \tag{8}$$

Величина $B_{k,i}$ наз. коэфф. Эйнштейна для поглощения. Величина $B_{k,i}$ характеризует вероятность поглощения и равна числу фотонов, поглощаемых в среднем одной частицей за 1 *сек* при плотности излучения $\rho_\nu = 1$.

Для вынужденного испускания, аналогично, число фотонов $Z_{i,k}$, испущенных в 1 *см*^{3} за 1 *сек*, будет пропорционально n_k и ρ_ν:

$$Z'_{i,k} = B_{i,k} n_k \rho_\nu, \tag{9}$$

где $B_{i,k}$ наз. коэффициентом Эйнштейна для вынужденного испускания. Величина $B_{i,k}$ характеризует вероятность вынужденного испускания и равна числу фотонов, испускаемых в среднем одной частицей под действием излучения за 1 *сек* при плотности излучения $\rho_\nu = 1$. Существенно, что $B_{k,i}$ и $B_{i,k}$ рассчитывают на единицу плотности излучения. Произведения $B_{k,i}\rho_\nu$ и $B_{i,k}\rho_\nu$ относятся к 1 *сек* и выражаются в *сек*$^{-1}$, так же как и $A_{i,k}$.

Коэффициенты Эйнштейна. Между коэффициентами $A_{i,k}$, $B_{i,k}$ и $B_{k,i}$ имеют место соотношения, впервые теоретически полученные Эйнштейном. Для вывода формулы Планка, определяющей излучение абсолютного черного тела, Эйнштейн рассмотрел равновесие между атомами (или молекулами) газа, находящегося при определенной темп-ре T, и излучением, испускаемым и поглощаемым этими атомами. Условием равновесия является равенство числа фотонов частоты $\nu = (\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k)/h$, испускаемых при К. п. $\mathscr{E}_i \to \mathscr{E}_k$, числу фотонов той же частоты ν, поглощаемых при обратном К. п. $\mathscr{E}_k \to \mathscr{E}_i$, т. е.:

$$Z_{i,k} + Z'_{i,k} = Z_{k,i}, \tag{10}$$

или

$$A_{i,k} n_i + B_{i,k} n_i \rho_\nu = B_{k,i} n_k \rho_\nu.$$

Эта ф-ла связывает между собой равновесную плотность излучения ρ_ν с коэффициентами Эйнштейна. Исходя из нее, Эйнштейн получил

соотношения:

$$g_k B_{k,i} = g_i B_{i,k}, \tag{11}$$

$$A_{i,k} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{g_k}{g_i} B_{k,i} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{i,k}, \tag{11'}$$

где g_i и g_k — степени вырождения уровней числа различных состояний системы с энергиями $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$ (см. *Уровни энергии*), c — скорость света. Для К. п. между невырожденными уровнями ф-ла (11) сводится к $B_{k,i} = B_{i,k}$, т. е. к равенству вероятностей вынужденных переходов, прямого и обратного. Если один из коэффициентов известен, то по соотношениям (11) и (11′) находятся остальные два.

Вероятности излучательных переходов различны для разных переходов и зависят от свойств уровней $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$, между к-рыми происходит К. п. Эти вероятности тем больше, чем сильнее изменяются при переходе электрические и магнитные свойства системы.

Электрические дипольные переходы. Молекула, состоящая из двух ионов с зарядами $+e$ и $-e$ (напр., молекула NaCl, состоящая из ионов Na^+ и Cl^-), представляет собой электрический диполь — совокупность положительного и отрицательного зарядов, расположенных на определенном расстоянии a (рис. 5,*а*). Она характеризуется электрическим дипольным моментом $p = ea = eR$, где R — равновесное расстояние между атомами, точнее их ядрами (рис. 8 в ст. *Уровни энергии*). При колебаниях молекулы расстояние R между ядрами и дипольный момент p меняются. Определенному К. п. между колебательными уровнями будет соответствовать и определенное изменение дипольного момента p.

Атом водорода, в к-ром электрон с зарядом $-e$ (в данном состоянии) находится (в среднем) на расстоянии r от ядра с зарядом $+e$, также характеризуется дипольным моментом $p = er$ и для него определенному К. п. переходу также соответствует определенное изменение этого момента.

Изменение электрич. дипольного момента квантовой системы при К. п. характеризуется дипольным моментом перехода $p_{i,k}$. Он может быть рассчитан методами квантовой механики. При этом учитываются особенности движения микрочастиц в данной квантовой системе для обоих уровней; напр., в атоме учитывается распределение электронной плотности по атому (электрон в силу его волновых свойств как бы размазан по атому).

К. п., при к-рых изменяется дипольный момент системы, наз. дипольным переходом. Вероятность спонтанного дипольного перехода пропорциональна квадрату абс. величины дипольного момента перехода и кубу частоты перехода:

$$A^{\text{дип}}_{i,k} = \frac{64\pi^4}{3h}\left(\frac{\nu}{c}\right)^3 |p_{i,k}|^2 = \frac{64\pi^4}{3h}\frac{1}{\lambda^3}|p_{i,k}|^2. \tag{12}$$

Для атома водорода дипольный момент $p = er \approx ea$ (a — размеры атома). Напр., при $a = 1$ Å (10^{-8} *см*), $ea \approx 5\cdot 10^{-18}$ ед. СГС, что при $\lambda = 4000$ Å (фиолетовая граница видимой области спектра) дает вероятность $A_{i,k} = 10^8$ *сек*$^{-1}$. Тот же порядок величины вероятностей $A_{i,k}$ получается для спонтанных дипольных электронных переходов в др. атомах и молекулах.

При дипольных переходах между колебательными уровнями в молекулах вероятности $A_{i,k}$ меньше в 10^3 — 10^6 раз из-за увели-

чения λ в 10—100 раз (порядок $p_{i,k}$ остается прежним). Еще меньше вероятность спонтанных дипольных переходов между очень близко расположенными уровнями, для к-рых частота перехода лежит в области радиоволн, включая СВЧ.

Вероятности поглощения и вынужденного испускания при дипольных К. п. также пропорциональны дипольному моменту К. п. $p_{i,k}$ и находятся из соотношений (11) и (12).

$$B^{\text{дип}}_{k,i} = \frac{g_i}{g_k} B_{i,k} = \frac{g_i}{g_k} \frac{8\pi^3}{3h^2} | p_{i,k} |^2. \qquad (13)$$

Существенно, что в это выражение не входит частота перехода ν. Это означает, что вероятности вынужденных переходов $B^{\text{дип}}_{k,i}\rho_\nu$ и $B^{\text{дип}}_{i,k}\rho_\nu$ при достаточной плотности излучения ρ_ν могут быть значительны также и при малых частотах ν, лежащих в области радиоволн (включая СВЧ). В этой области, как правило, вероятностями спонтанных К. п. можно пренебречь и наблюдать только вынужденные К. п.

Магнитные переходы. Магнитные свойства атомов и молекул характеризуются их магнитными моментами. Изменение магнитного момента при К. п. характеризуется магнитным моментом перехода $\mu_{i,k}$, а сами К. п., при к-рых изменяется магнитный момент, называются магнитными (магнитными дипольными). Вероятность спонтанного магнитного перехода:

$$A^{\text{магн}}_{i,k} = \frac{64\pi^4}{3h}\left(\frac{\nu}{c}\right)^3 | \mu_{i,k} |^2 = \frac{64\pi^4}{3h}\frac{1}{\lambda^3} | \mu_{i,k} |^2. \qquad (14)$$

Для вынужденных переходов:

$$B^{\text{магн}}_{k,i} = \frac{g_i}{g_k} B^{\text{магн}}_{i,k} = \frac{g_i}{g_k} \frac{8\pi^3}{3h^2} | \mu_{i,k} |^2. \qquad (15)$$

Отношение

$$\frac{A^{\text{магн}}_{i,k}}{A^{\text{дип}}_{i,k}} = \frac{B^{\text{магн}}_{k,i}}{B^{\text{дип}}_{k,i}} = \frac{B^{\text{магн}}_{i,k}}{B^{\text{дип}}_{i,k}} = \frac{| \mu_{i,k} |^2}{| p_{i,k} |^2} \qquad (16)$$

для электронных К. п. в атомах и молекулах $\sim 10^{-6}$ (отношение магнитного момента К. п. к его электронному дипольному моменту перехода $\sim 10^{-3}$). Поэтому магнитные переходы менее вероятны, чем электрич. дипольные переходы.

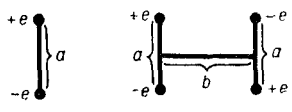


Рис. 5. *а* — электрический диполь; *б* — электрический квадруполь.

Электрические квадрупольные переходы. Электрич. свойства системы наряду с дипольным электрич. моментом могут характеризоваться ее квадрупольным моментом. Квадруполем наз. совокупность двух противоположно направленных диполей (рис. 5, *б*). Квадрупольный момент $Q = eab$, где a — расстояние между зарядами $+e$ и $-e$ в каждом диполе, а b — расстояние между диполями. Для атомов и молекул возможны электрич. квадрупольные переходы. Они связаны с изменением при переходе квадрупольного момента. Их вероятности определяются квадрупольным моментом перехода $Q_{i,k}$. Вероятность

спонтанного квадрупольного перехода:

$$A^{\text{квадр}}_{i,k} = \frac{32\pi^6}{3h}\left(\frac{\nu}{c}\right)^5 |Q_{i,k}|^2 = \frac{32\pi^6}{5h}\frac{1}{\lambda^5}|Q_{i,k}|^2. \qquad (17)$$

Для вынужденных квадрупольных переходов

$$B^{\text{квадр}}_{k,i} = \frac{g_i}{g_k} B^{\text{квадр}}_{i,k} = \frac{4\pi^5}{5h^2}\left(\frac{\nu}{c}\right)^2 |Q_{i,k}|^2 = \frac{4\pi^5}{5h}\frac{1}{\lambda^2}|Q_{i,k}|^2. \qquad (18)$$

Отношение вероятностей квадрупольного и дипольного К. п.

$$\frac{A^{\text{квадр}}_{i,k}}{A^{\text{дип}}_{i,k}} = \frac{B^{\text{квадр}}_{k,i}}{B^{\text{дип}}_{k,i}} = \frac{B^{\text{квадр}}_{i,k}}{B^{\text{дип}}_{i,k}} = \frac{3\pi^2}{10}\left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \frac{|Q_{i,k}|^2}{|p_{i,k}|^2} = \frac{3\pi^2}{10}\cdot\frac{1}{\lambda^2}\frac{|Q_{i,k}|^2}{|p_{i,k}|^2}. \qquad (19)$$

Для видимой области спектра это отношение $\sim 10^{-7}$ и уменьшается с увеличением длины волны λ. Поэтому квадрупольные переходы, как и магнитные, менее вероятны, чем электрич. дипольные переходы. Однако в определенных условиях магнитные и электрич. квадрупольные переходы играют существенную роль и их можно наблюдать.

Излучение, обусловленное электрич. дипольными, магнитными дипольными и электрич. квадрупольными К. п., наз. дипольным, магнитным и квадрупольным.

Правила отбора. Разрешенные и запрещенные переходы. Возможны лишь те переходы, для к-рых отличен от нуля какого-либо из моментов перехода — дипольный $p_{i,k}$, магнитный $\mu_{i,k}$ или квадрупольный $Q_{i,k}$. Возможность излучательных К. п. между двумя уровнями $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_k$ определяется правилами отбора. Эти правила различны для дипольных, магнитных и квадрупольных переходов. Если момент перехода и его вероятность равны нулю, то К. п. невозможен и его наз. запрещенным. Если хотя бы один из моментов отличен от нуля, то переход возможен и его наз. разрешенным. Если все К. п. с нек-рого возбужденного уровня на более низкие уровни запрещены правилами отбора, то такой уровень может существовать весьма длительное время (для строго запрещенных переходов — бесконечно долго) и его наз. метастабильным уровнем.

Важнейшие правила отбора: 1. Для квантовых систем, обладающих центром симметрии, напр. атомов, для к-рых ядро — центр симметрии, или молекул с симметрично расположенными относительно центра атомами (молекула CO_2, см. рис. 7, *а* в ст. *Уровни энергии*) все уровни энергии делятся на два типа: четные и нечетные. Напр., для атома водорода уровни с $l = 0,2,\ldots$, т. е. *s*-уровни, *d*-уровни и т. д. — четные, а уровни с $l = 1, 3,\ldots$, т. е. *p*-уровни, *f*-уровни и т. д. — нечетные. Дипольные переходы возможны лишь между четными и нечетными уровнями энергии или наоборот, т. е. между уровнями разной четности. Напр., для атома водорода разрешены дипольные переходы $s \to p$ и запрещены дипольные переходы $s \to s$ и $p \to p$.

2. Магнитные и квадрупольные переходы, наоборот, возможны лишь между уровнями одинаковой четности, т. е. в тех случаях, когда дипольные переходы запрещены. Именно в этих случаях можно наблюдать магнитное и квадрупольное излучения, несмотря на их малую интенсивность по сравнению с дипольным излучением. Магнитное и квадрупольное излучения наблюдаются у

атомов при К. п. между электронными уровнями, соответствующими *одной и той же электронной конфигурации*. *Такие оптич.* К. п. обычно наз. запрещенными, т. к. они запрещены для дипольного излучения и являются маловероятными. Магнитное излучение наблюдается также в области радиоволн (включая область СВЧ, при переходах между очень близкими магнитными подуровнями, на к-рые расщепляется уровень в магнитном поле, см. *Зеемана эффект*). При этом вероятность спонтанных переходов очень мала, наблюдаются гл. обр. вынужденные магнитные переходы (аналогично наблюдению вынужденных переходов при дипольном излучении в области радиоволн).

Для уровней, характеризуемых значениями квантовых чисел J и m_l, определяющих величину момента количества движения M (электронного или вращательного), возможны К. п., при к-рых: $\Delta J = 0, \pm 1$ и $\Delta m = 0, \pm 1$ для дипольных и магнитных переходов и $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ и $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$ для квадрупольных К. п.

3. Для уровней атома, характеризуемых значениями квантовых чисел l и m_l, определяющих величину орбитального момента количества движения электрона M_l, возможны К. п., при к-рых: $|\Delta l| \leqslant 1$ и $(\Delta m_l) \leqslant 1$ для дипольных и магнитных К. п. и $|\Delta l| \leqslant 2$ и $|\Delta m_l| \leqslant 2$ для квадрупольных К. п. Однако дополнительный запрет дипольных переходов между уровнями одной четности и магнитных и квадрупольных переходов между уровнями разной четности исключает в первом случае переходы с $\Delta l = 0$, а во втором случае с $\Delta l = \pm 1$.

Получаются правила отбора:

$$\Delta l = \pm 1 \quad \text{и} \quad \Delta m = 0, \pm 1$$

для дипольных переходов;

$$\Delta l = 0 \quad \Delta m_l = 0, \pm 1$$

для магнитных дипольных переходов и

$$\Delta l = 0, \pm 2, \quad \Delta m_l = 0, \pm 1, \pm 2$$

для квадрупольных переходов.

4. Для К. п. между колебательными уровнями молекул (если колебания считать строго гармоническими) справедливы правила отбора для гармонич. осциллятора, разрешающие изменения колебательного квантового числа v только на ± 1. Правила отбора для *переходов между колебательными уровнями двухатомной молекулы:*

$$\Delta v = \pm 1;$$

для переходов между колебательными уровнями многоатомных молекул: $\Delta v_i = \pm 1$, $\Delta v_j = 0$ $(j \neq i)$.

В колебательных спектрах наблюдаются и К. п. *с нарушением* правил отбора, связанные с отклонением колебаний от гармонических. Однако вероятности таких К. п. значительно меньше вероятностей разрешенных переходов.

Безызлучательные квантовые переходы. Атомы и молекулы в газе при столкновениях друг с другом или с электронами могут терять и получать энергию. При этом они без излучения переходят с одного уровня на другой. Безызлучательные К. п. также можно характеризовать вероятностями, т. е. средними числами актов отдачи $C_{k,i}$ и получения $C_{i,k}$ порции энергии $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k$ в 1 *сек*, рассчитанными на одну частицу.

Если возможны К. п. с излучением и без излучения, то полная вероятность К. п. будет равна сумме вероятностей тех и других. Учет безызлучательных К. п. наряду с К. п. с излучением существен, когда вероятности первых сравнимы с вероятностями последних или больше их. Напр., если с первого возбужденного уровня $\mathscr{E}_2$ возможен спонтанный К. п. на основной уровень $\mathscr{E}_1$ с вероятностью $A_{2,1}$ и безызлучательный переход на тот же уровень с вероятностью $C_{2,1}$, то полная вероятность перехода равна $A_{2,1} + C_{2,1}$, а время жизни на уровне $\mathscr{E}_2$ равно $\tau_2' = 1/(A_{2,1} + C_{2,1})$ вместо времени жизни $\tau_2 = 1/A_2$ при отсутствии безызлучательного перехода. В результате:

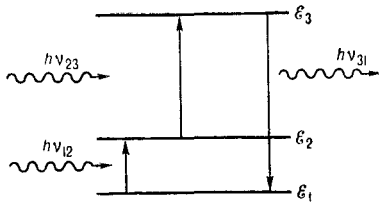
$$\tau_2' = \frac{1}{A_{2,1} + C_{2,1}} = \frac{1}{A_{2,1}} \frac{1}{1 + \frac{C_{2,1}}{A_{2,1}}} = \frac{\tau_2}{1 + \frac{C_{2,1}}{A_{2,1}}}. \qquad (20)$$

При $C_{2,1} \gg A_{2,1}$, $\tau_2'/\tau_2 \approx A_{2,1}/C_{2,1}$ и τ_2' очень мало по сравнению с τ_2, т. е. подавляющее число частиц будет терять энергию возбуждения $\mathscr{E}_2 \to \mathscr{E}_1$ при безызлучательных процессах. Говорят, что происходит т у ш е н и е спонтанного испускания.

Лит.: 1) Б о р н М., Атомная физика, пер. с англ., М., 1965; 2) Ш п о л ь с к и й Э. В., Атомная физика, 5 изд., т. 1, М., 1963. *М. А. Ельяшевич.*

КВАНТОВЫЙ СЧЕТЧИК — устройство для регистрации отдельных порций квантов слабого электромагнитного излучения субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов. Энергия этих квантов $h\nu$ (ν — частота, h — *Планка постоянная*) мала, вследствие чего отдельные кванты не могут быть зарегистрированы обычными фотоэлектрич. устройствами. В К. с. это излучение преобразуется в кванты света более высокой энергии, регистрируемые, напр., фотоумножителями (см. рис. 1 на вклейке в конце книги).

Осуществляется это, напр., с помощью частиц (атом, молекула и т. д.), обладающих тремя *уровнями энергии* $\mathscr{E}_1 < \mathscr{E}_2 < \mathscr{E}_3$, для к-рых разность энергий $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ соответствует субмиллиметровому или инфракрасному диапазону, а $\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_1$ — видимому свету (см. *Квантовый переход*). При очень низкой темп-ре почти все частицы рабочего вещества находятся на нижнем уровне энергии $\mathscr{E}_1$ и вещество не может поглощать кванты вспомогательного излучения частоты $\nu_{3,2} = \mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$. Если на вещество падает инфракрасное излучение (сигнал) частоты $\nu_{2,1} = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$, то нек-рое число частиц переходит с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_2$ (рис.). Чем больше квантов поглощено, тем больше частиц появляется на уровне $\mathscr{E}_2$. Эти частицы переводятся интенсивным вспомогательным излучением частоты $\nu_{3,2}$ на уровень $\mathscr{E}_3$. Из этого состояния частицы спонтанно переходят на нижний уровень $\mathscr{E}_1$ с испусканием кванта света частоты $\nu_{3,1} = (\mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_1)/h$.



Появление этого света сигнализирует о попадании на К. с. исследуемого сигнала. Интенсивность света частоты $\nu_{3,1}$ пропорциональна интенсивности сигнала частоты $\nu_{2,1}$.

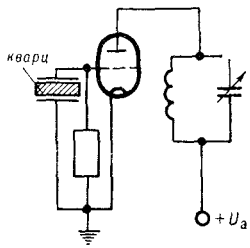
Чувствительность К. с. очень высока. Т. к. в отсутствие сигнала на уровне $\mathscr{E}_2$ частиц нет и вспомогательное излучение не может

населить уровень $\tilde{C}_3$, то спонтанное излучение на частоте $\nu_{3,1}$ (с о б с т в е н н ы й ш у м) практически отсутствует. В реальных условиях при низкой темп-ре порог чувствительности К. с. определяется гл. обр. внешним *шумом*.

Эксперименты с квантовым счетчиком носят пока предварительный характер и еще нельзя оценить чувствительности, реально достижимые с помощью этих приборов. Были использованы уровни энергии редкоземельных ионов (празеодима, диспрозия и эрбия) в кристаллах флюорита, а также ионов стронция, кальция, бария, лантана, в иттриево-алюминиевом гранате. При сигнале на волнах 4,2 *мкм*, 1,9 *мкм*, 1,5 *мкм* и 1,4 *мкм* регистрация велась на волне 0,485 *мкм*. *Н. В. Карлов.*

КВАРЦЕВЫЕ ЧАСЫ — часы, в к-рых роль маятника играют упругие колебания кварцевых пластинок (см. *Кварцевый генератор*).

КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР — генератор стабильных электрич. колебаний, в к-ром роль резонансного контура играет кристалл кварца (см. рис.). Главной особенностью этого кристалла, позволяющей использовать его в качестве резонансного контура, является наличие у него пьезоэлектрич. свойств. При деформации кварцевой пластины на ее поверхностях появляются электрич. заряды (п р я м о й п ь е з о э ф ф е к т). Величина и знак этих зарядов зависят от величины и направления деформации пластины, от ее размеров и ориентации относительно кристаллографич. осей. В свою очередь, появление на поверхностях такой пластины электрич. заряда вызывает ее механич. деформацию (о б р а т н ы й п ь е з о э ф ф е к т). В результате этого механич. колебания кварцевой пластины сопровождаются синхронными с ними колебаниями электрич. заряда на ее поверхности, и наоборот.



Пьезоэлектрич. свойствами обладают и др. кристаллы, напр. турмалин и сегнетова соль. Однако значительно более высокая упругость кристаллич. кварца и слабая зависимость его свойств от внешних условий делают его более выгодным с точки зрения получения высокостабильных электрич. колебаний.

При тщательном выполнении К. г. относительное изменение его частоты $\Delta\nu/\nu$ может быть сделано весьма малым ($\sim 10^{-10}$ за сутки и 10^{-7} за год). Однако, т. к. абсолютное значение частоты К. г. сильно зависит от режима его работы и размеров кварцевой пластины, то его настройка на заданную частоту с точностью выше, чем 10^{-6} — 10^{-7}, без сравнения с *эталоном частоты* оказывается невозможной. *В. В. Григорьянц.*

KDP — дигидрофосфат калия (KH_2PO_4). Кристаллизуется в тетрагональной системе; имеет одну оптич. ось (см. *Двойное лучепреломление*); прозрачен в области длин волн от 0,3 до 1,2 *мкм*. KDP — диэлектрик, обладающий квадратичной нелинейной поляризацией. Это означает, что в сильных электрич. полях поляризация кристалла (смещение положительных и отрицательных зарядов) не пропорциональна электрич. полю E, как это имеет место в случае обычной линейной поляризации, а зависит от поля более сложным образом: $\mathcal{P} = \mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 = \chi_1 E + \chi_2 E^2$. Величина $\mathcal{P}_2$ наз. к в а д р а т и ч-

ной поляризацией, а χ_2 — квадратичной восприимчивостью. Квадратичная восприимчивость $\chi = 3 \cdot 10^{-9}$ ед. СГСЕ. В кристалле KDP возможно выполнение условий волнового синхронизма, что позволяет получить генерацию оптических гармоник, смешение частот, параметрич. генерацию света (см. *Нелинейная оптика*, 4, 6; *Параметрический генератор света*). На длине волны $\lambda = 1{,}06$ *мкм* при плотности мощности излучения, равной 1 *Гвт/см*^{2} (излучения неодимового лазера), кристалл KDP пробивается.

К кристаллам группы KDP относятся: дигидрофосфат аммония (ADP), дидейтерофосфат калия (DKDP), дигидрофосфат рубидия (RDP), дигидроарсенат рубидия (RDA), дигидроарсенат аммония (ADA), дигидроарсенат калия (KDA), дигидроарсенат цезия (CDA), дидейтерофосфат аммония (DADP). Все эти кристаллы одноосны и отрицательны, т. е. $n_0 > n_e$, здесь n_0 — показатель преломления обыкновенной волны, n_e — необыкновенной (см. *Двойное лучепреломление*). Все эти кристаллы при комнатной темп-ре — пьезоэлектрики. При низких темп-рах они становятся сегнетоэлектриками или антисегнетоэлектриками. Кристаллы группы KDP являются сейчас основным материалом для разработки и изготовления практически всех преобразователей лазерного пучка: оптич. умножителей частоты, генераторов гармоник, параметрич. генераторов света и др., а также нек-рых модуляторов света (см. *Лазерная связь и локация*). *А. П. Сухоруков.*

КЕРРА ЭФФЕКТ — *двойное лучепреломление света* в изотропных веществах (газах, жидкостях, стеклах), помещенных в однородное электрич. поле. Молекулы, как правило, не обладают совпадающим в пространстве распределением положительных и отрицательных электрич. зарядов, в результате чего молекула может подобно электрич. диполю иметь дипольный электрич. момент, подобно электрич. квадруполю — квадрупольный момент и т. д. (см. рис. 5 в ст. *Квантовый переход*). Хаотич. ориентация дипольных моментов приводит к тому, что вещество в целом изотропно и в естественных условиях при прохождении через него света двойное лучепреломление отсутствует.

Внешнее электрич. поле E ориентирует молекулы и играет роль, аналогичную оптич. оси в анизотропной среде. При этом показатели преломления вдоль электрич. поля $n_\parallel$ и перпендикулярно полю $n_\perp$ становятся различными, в результате чего и возникает двойное лучепреломление. Величина разности $n_\parallel - n_\perp = \lambda B E^2$ (λ — длина волны света, B — Керра постоянная), т. е. одинакова вдоль и против электрич поля E. Тепловое движение стремится разрушить возникающую ориентацию молекул, так что с ростом темп-ры при заданном электрич. поле К. э. ослабевает.

К. э., вызванный электрич. полем световой волны, наз. высокочастотным. В результате высокочастотного К. э. показатель преломления жидкости зависит от интенсивности света, т. е. среда становится нелинейной, что для интенсивных лазерных пучков приводит к самофокусировке.

Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов.

КЕРРА ЯЧЕЙКА состоит из кюветы, наполненной жидкостью (обычно нитробензолом), стенки к-рой пропускают свет, и конденсатора, создающего электрич. поле (рис. 1). К. я. применяется, напр., для *модуляции* светового потока. В этом случае до и после

К. я. ставятся поляризатор и анализатор света, напр. *поляроиды*, выделяющие световые лучи, направления поляризации к-рых E' и E'' взаимно перпендикулярны и составляют угол в 45° с направлением

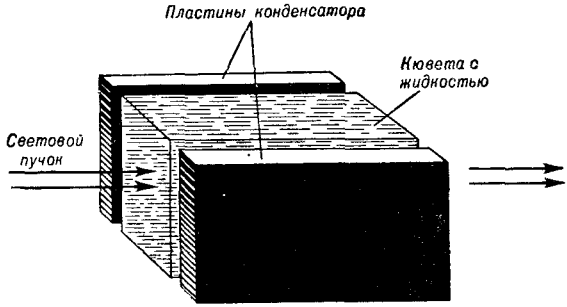


Рис. 1. Ячейка Керра.

поля E (рис. 2). Если электрич. поле отсутствует, то свет через такую систему не проходит. При включении поля E вследствие *Керра эффекта* поляризация света после прохождения К. я. изменится и часть света пройдет через прибор. Если электрич. поле переменное

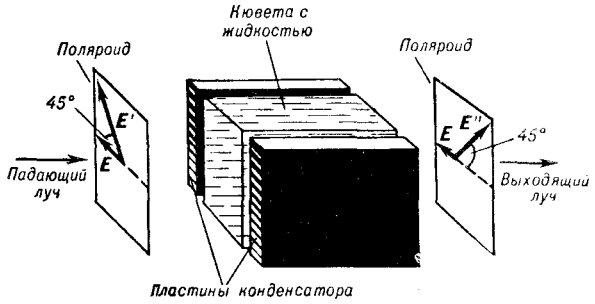


Рис. 2. Модулятор света.

(частоты ω), то световой поток на выходе прибора будет модулированным по интенсивности с той же частотой (см. *Лазерная связь и локация*). К. я. применяется также в *лазерах* в качестве «затвора» для получения мощных (г и г а н т с к и х) световых импульсов. *Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов.*

КЛИСТРОН — электронная лампа, работающая в диапазоне *сверхвысоких частот* (СВЧ). Применяется гл. обр. как генератор. К. состоит из электронной пушки *ЭП* (содержащей накаленный катод K, эмитирующий электроны; фокусирующий электрод $Ф$ и анод A), тороидального *объемного резонатора* C и отражателя E (рис. 1). Электронная пушка создает поток электронов, к-рый ускоряется постоянным напряжением, приложенным между катодом K и резонатором C. Между резонатором и отражателем (п р о с т р а н с т в о г р у п п и р о в к и) электроны под действием отрицатель-

ного потенциала отражателя поворачивают обратно к резонатору и вновь пролетают через его сетки.

Если на сетки резонатора подано переменное напряжение $U = U_0 \sin\omega t$, то скорость электронов будет меняться с частотой ω. Электроны, попавшие в резонатор в момент, когда $U_0 \sin \omega t > 0$ (напр., электроны *1*, рис. 2), ускоряются, электроны, для к-рых $U_0 \sin\omega t < 0$ (напр., *3*), тормозятся. При определенном соотношении между потенциалами на электродах K и его размерами электроны 1, 2, 3 (*рис. 2*), *пройдя* различные пути и затратив на это соответственно различное время, вернутся к резонатору C одновременно в момент t_5. Т. о., все электроны, *вылетающие* из резонатора между моментами t_1 и t_3, *образуют* сгусток. Электроны, *вылетающие* из резонатора в течение полупериода между моментами времени $t_3 - t_b$, не образуют сгустка, а рассеиваются, возвращаясь в резонатор в течение целого периода.

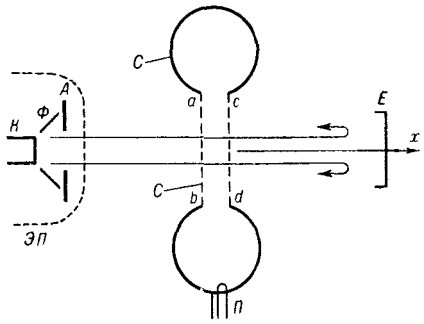


Рис. 1. Устройство отражательного клистрона.

Сгустки, возвращающиеся в резонатор в момент времени *5*, когда переменное поле в нем является тормозящим, отдают часть своей энергии резонатору и поддерживают его колебания. После *пролета отраженного потока* через резонатор бóльшая часть электронов потока оседает на резонаторе и в дальнейшем процессе не участвует. Роль начального колебания играют случайные изменения напряжения между сетками резонатора. Мощность, генерируемая К., *выводится с помощью* п е т л и с в я з и *П* (см. рис. 1 и ст. *Объемный резонатор*).

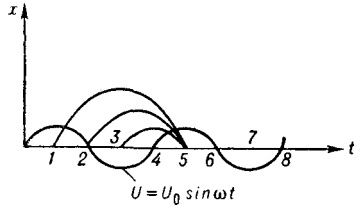


Рис. 2. Траектории электронов в пространстве группировки.

Описанный К. наз. о т р а ж а т е л ь н ы м, в отличие от п р о л е т н о г о К., в к-ром электроны однократно пролетают через систему резонаторов. К. применяются также для усиления, преобразования частоты и детектирования колебаний в диапазоне СВЧ.

Лит.: 1) В л а с о в В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 2) Л о п у х и н В. М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, М., 1953; 3) П а л а т о в К. И., Приборы СВЧ, М., 1966. *В. И. Зубков.*

КОГЕРЕНТНОСТЬ — согласованное протекание во времени неск. колебательных или волновых процессов. Любой колебательный процесс характеризуется амплитудой A, периодом T (или частотой $\nu = 1/T$) и фазой φ. Колебание наз. м о н о х р о м а т и ч е с к и м, или г а р м о н и ч е с к и м, если оно описывается

выражением

$$x = A\cos(2\pi\nu t + \varphi), \qquad (1)$$

причем его частота ν, амплитуда A и фаза φ постоянны во времени. При сложении двух монохроматич. колебаний с одинаковой частотой, но разными амплитудами и фазами образуется монохроматич. колебание той же частоты. Амплитуда результирующего колебания $A_р$ зависит от амплитуд и разности фаз складываемых колебаний:

$$A_р^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (2)$$

$A_р$ может меняться в пределах от $A_1 + A_2$ до $A_1 - A_2$ в зависимости от разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ (рис. 1). При $(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ амплитуды исходных колебаний складываются (рис. 1, *а*). Вычитание амплитуд происходит при $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ (рис. 1, *б*). Если при этом амплитуды складываемых колебаний равны, то $A_р = 0$, т. е. два колебания полностью гасят друг друга. Интенсивность результирующего колебания I, пропорциональная квадрату его амплитуды ($I \sim A_р^2$), не обязательно равна сумме интенсивностей исходных колебаний, она может быть как меньше этой суммы, так и больше ее. Сложение колебаний, при к-ром интенсивность результирующего колебания зависит от разности фаз исходных колебаний, наз. интерференцией.

В действительности идеально монохроматич. колебания неосуществимы, т. к. в реальных колебательных процессах амплитуда, частота и фаза непрерывно в большей или меньшей степени хаотически меняются во времени. Результат сложения двух таких колебаний существенно зависит от того, как быстро изменяется разность их фаз. Быстрые изменения разности фаз приведут к столь же быстрым изменениям результирующей амплитуды. Если эти изменения столь быстры, что не могут быть замечены инерционным прибором, измеряющим $A_р$, то измерить можно только среднюю амплитуду результирующего колебания $\overline{A}_р$. При этом квадрат амплитуды результирующего колебания $\overline{A}_р^2$, т. е. его средняя интенсивность, равен сумме квадратов амплитуд (интенсивностей) исходных колебаний:

$$\overline{A}_р^2 = \overline{A}_1^2 + \overline{A}_2^2, \qquad (3)$$

т. к. $\overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)} = 0$. Т. о., в случае быстрых случайных изменений фазы колебаний результат сложения определяется только амплитудами исходных колебаний и не зависит от их фаз. Если же, несмотря на непостоянство во времени фаз φ_1 и φ_2, их разность $\varphi_1 - \varphi_2$ остается постоянной, то результат сложения таков же, как и *при сложении идеально монохроматич. колебаний одинаковой* частоты. Амплитуда и, следовательно, интенсивность суммарного колебания в этом случае определяются разностью фаз складываемых колебаний, т. е. имеет место интерференция.

Термин «К.» чаще всего применяется для разделения двух предельных случаев, встречающихся при сложении реальных немонохроматич. колебаний: если разность фаз двух колебаний остается постоянной во времени и играет существенную роль при их сложении, т. е. имеет место интерференция, то такие колебания наз. когерентными. Два идеально монохроматич. колебания одной частоты всегда когерентны и интерферируют. В противоположность

этому колебания, разность фаз к-рых меняется беспорядочно и достаточно быстро, наз. некогерентными. Для них интерференция не

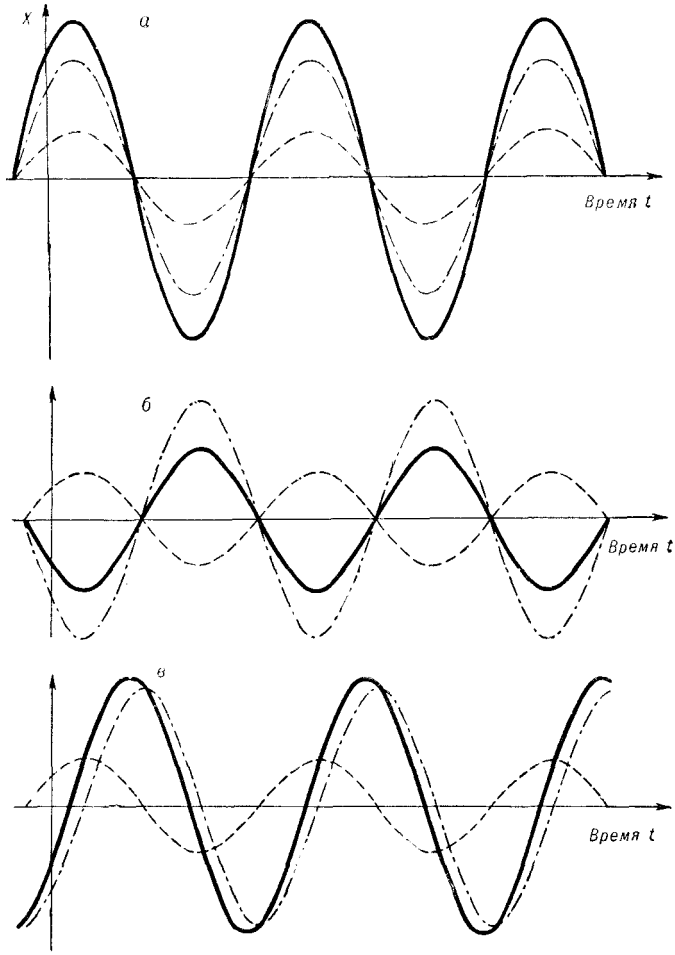


Рис. 1. Сложение монохроматических колебаний одной частоты при различной разности фаз:

а) $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$; *б*) $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$; *в*) $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2$.

Складываемые колебания, имеющие различную амплитуду, изображены пунктиром, а результирующее колебание — сплошной линией.

имеет места. Интенсивность суммы двух некогерентных колебаний всегда равна сумме их интенсивностей.

Иногда говорят о степени К. двух колебаний. Это имеет смысл, если в реальном колебании удается более или менее четко

выделить часть, близкую к монохроматич. колебанию. В этом случае интерференция наблюдается на фоне, интенсивность к-рого зависит от хаотич. части процесса.

Если разность фаз двух колебаний меняется достаточно медленно, то говорят, что колебания остаются когерентными в течение нек-рого времени, пока их разность фаз не успела измениться на величину, сравнимую с π. Можно также сравнивать фазы одного и того же немонохроматич. колебания в разные моменты времени t_1 и t_2, разделенные интервалом $\tau = t_2 - t_1$. Если немонохроматичность колебания проявляется в беспорядочном, случайном изменении во времени его фазы, то при достаточно большом интервале времени τ случайное изменение фазы колебания может превысить π. Это означает, что через время τ колебание как бы «забывает» свою первоначальную фазу и становится некогерентным, т. е. одна его часть теряет способность интерферировать с другой. Время τ в этом случае наз. временем когерентности немонохроматич. колебания, или продолжительностью *цуга* К. Под цугом подразумевается часть колебательного процесса между двумя моментами, разделенными интервалом τ. По истечении одного цуга он как бы заменяется другим с той же частотой, но случайно измененной фазой.

Понятием К. часто пользуются при рассмотрении сложения волн, в частности электромагнитных волн. При распространении плоской монохроматич. волны в однородной среде изменение напряженности электрич. поля E вдоль направления распространения этой волны ox, взятое в какой-то момент времени t, также подчиняется синусоидальному закону, т. е.:

$$E = E_0 \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} + \varphi\right), \qquad (4)$$

где λ — длина волны, $\nu\lambda$ — скорость распространения волны, с этой скоростью перемещается распределение электрич. поля E волны (рис. 2).

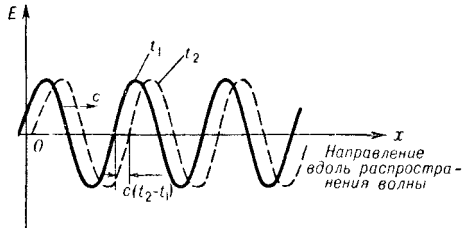


Рис. 2. Распределение электрического поля E плоской электромагнитной волны вдоль направления распространения ox в момент времени t_1; распределение поля движется со скоростью распространения волны c (пунктиром показано распределение поля через интервал времени $t_2 - t_1$).

Для плоской немонохроматич. волны распределение электрич. поля в пространстве можно описать синусоидой с переменными амплитудой, частотой и фазой, движущейся в направлении распространения волны со скорость c. Фаза плоской немонохроматич. волны в какой-нибудь определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности τ. За это время волна рас-

пространяется на расстояние $c\tau$. Т. о., колебания поля E в точках, удаленных друг от друга на расстояние $c\tau$ вдоль направления распространения волны, оказываются некогерентными (рис. 3). Следовательно, можно говорить не только о времени когерентности, или продолжительности цуга, но и о д л и н е ц у г а, подразумевая под этим расстояние вдоль направления распространения плоской волны, на к-ром случайные изменения фазы достигают величины, сравнимой с π.

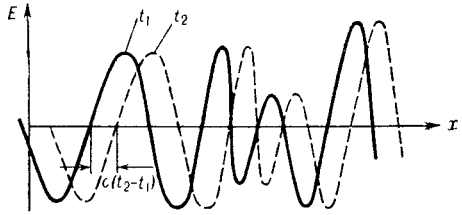


Рис. 3. Мгновенное распределение электрического поля E плоской немонохроматической волны для двух моментов времени t_1 и t_2.

Немонохроматич. колебание или волну с хаотически меняющимися амплитудой, частотой и фазой можно рассматривать как сумму бесконечно большого числа монохроматич. колебаний с разными амплитудами, частотами и фазами. При этом степень немонохроматичности исходного колебания связана с шириной частотного диапазона (спектра), занимаемого содержащимися в нем колебаниями. Разумно подойти к этому вопросу и с обратной стороны. Напр., солнечный свет, состоящий в пределах видимого спектра из огромного числа составляющих его монохроматич. световых волн с частотами от $8 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14}$ *гц*, можно рассматривать как одну немонохроматич. волну с быстро меняющимися амплитудой, частотой и фазой. При этом длина цуга белого света оказывается равной всего неск. длинам волн, т. е. $\sim 10^{-4}$ *см*. Свет, излучаемый разреженным газом в виде узких спектральных линий, более близок к монохроматическому. Фаза такого света практически не меняется на расстоянии $\sim 10^5 \lambda \approx 1$ *см*. Длина цуга лазерного излучения может превышать километры. Т. к. в диапазоне радиоволн удается создать еще более монохроматич. источники колебаний (см. *Кварцевый генератор*, *Квантовые стандарты частоты*), а длина радиоволны во много раз больше длины волны видимого света, то длина цуга радиоволн может значительно превышать размеры солнечной системы.

Все сказанное выше справедливо для плоской волны. Но идеальная плоская волна так же неосуществима, как и идеально монохроматич. колебание. В реальных волнах амплитуда и фаза меняются не только в направлении распространения волны, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Случайные изменения разности фаз в двух точках, расположенных в этой плоскости, увеличиваются с увеличением расстояния между ними. К. колебаний в этих точках ослабевает и исчезает на нек-ром расстоянии l, когда случайные изменения разности фаз становятся сравнимыми с π. Для описания когерентных свойств волны в направлении, перпендикулярном направлению ее распространения, применяют термин

пространственная когерентность, в отличие от термина временна́я когерентность, связанного со степенью монохроматичности волны. Все пространство, занимаемое волной, можно разбить на части, в каждой из к-рых волна сохраняет К. Объем такой части пространства наз. объемом когерентности. Этот объем приблизительно равен произведению длины цуга на площадь круга, диаметром l.

Нарушение пространственной К. связано с особенностями процессов излучения и формирования волн. Напр., пространственная К. световой волны у поверхности излучающего нагретого тела ограничивается расстоянием всего в неск. длин волн. Это связано с тем, что разные части нагретого тела излучают независимо друг от друга (спонтанное излучение). В результате вместо плоской волны источник излучает совокупность волн, распространяющихся по всем возможным направлениям. По мере удаления от теплового источника (конечных размеров) волна все больше и больше приближается к плоской. Иными словами, степень пространственной К. возрастает пропорционально R/r, где R — расстояние до источника света, r — размеры источника. Это позволяет наблюдать интерференцию света звезд, несмотря на то, что они являются тепловыми источниками огромных размеров. Но с удалением от источника интенсивность света убывает как $1/R^2$. Поэтому с помощью нагретого тела нельзя получить достаточно интенсивное излучение, обладающее очень большой пространственной К. и связанной с ней направленностью распространения.

Лазерное излучение образуется в результате согласованного вынужденного излучения света во всем объеме активного вещества (см. *Лазер*). Поэтому пространственная К. света у выходного отверстия лазера сохраняется во всем поперечном сечении луча. Лазерное излучение обладает огромной пространственной К., т. е. направленностью, по сравнению с излучением нагретого тела. С помощью лазера удается получить свет, объем когерентности к-рого в 10^{17} раз превышает объем когерентности световой волны той же интенсивности, полученной от самих монохроматич. нелазерных источников света.

Наиболее распространенным способом получения двух когерентных волн от нелазерных источников является разделение волны, излучаемой одним немонохроматич. источником, на две волны, распространяющиеся по разным путям, но в конце концов встречающихся в одной точке, где и происходит их сложение. Если запаздывание одной волны по отношению к другой, связанное с разностью пройденных ими путей, меньше продолжительности цуга, то колебания в точке сложения будут когерентными и будет наблюдаться интерференция. Другими словами, волны будут когерентны, если разность пройденных ими путей меньше длины цуга.

На рис. 4 показано простейшее устройство, позволяющее получить две когерентные световые волны и наблюдать интерференцию света. Два луча, вышедшие из одного источника света, отразившись от двух зеркал, попадают на экран. Освещенность разных точек экрана зависит от разности фаз пришедших в них волн (справа — распределение освещенности I экрана). В центр экрана приходят две волны, прошедшие одинаковые расстояния от источника. Разность фаз этих волн равна нулю, и амплитуда результирующей волны равна сумме амплитуд падающих волн. По мере удаления от

центра экрана возрастает разница в расстояниях, пройденных лучами. Это приводит к последовательным ослаблениям и усилениям освещенности в виде интерференционных полос. Точки, в к-рых разность фаз встречающихся волн равна нулю, освещены более сильно, а в точках, для к-рых она равна π, освещенность исчезает. Когда разность путей двух волн приближается к длине цуга, К. лучей ослабевает, колебания освещенности экрана уменьшаются. Освещенность стремится к постоянной величине, равной сумме интенсивностей двух падающих на экран волн, интерференция исчезает. Волны, приходящие в удаленные от центра экрана точки, некогерентны.

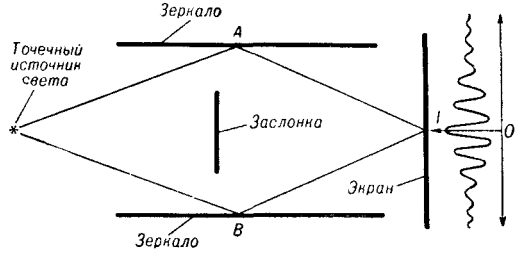


Рис. 4. Простейшее устройство, позволяющее получить две когерентные волны (интерферометр). Заслонка препятствует прямому прохождению света от источника к экрану. Справа распределение освещенности вдоль экрана.

Число видимых интерференционных полос связано со степенью монохроматичности точечного источника волн. С помощью более монохроматич. источника удается получить большее число интерференционных полос. С белым светом удается получить всего неск. полос. В лучах лазера можно наблюдать интерференционную картину, содержащую более чем 10^8 полос. Два луча, полученные от одного лазера, остаются когерентными и интерферируют при разности хода, измеряемой километрами. В случае неточечного (протяженного) теплового источника два луча, пришедшие в точки A и B, могут оказаться некогерентными из-за пространственной некогерентности излучаемой волны. В этом случае интерференция не наблюдается, т. к. интерференционные полосы от разных точек источника смещены друг относительно друга на расстояние, большее ширины полосы.

Часто понятие К. употребляют, говоря об одном колебании или волне, напр. можно встретить утверждение, что белый свет некогерентен, а лазер излучает когерентный свет. Такие утверждения не имеют абс. значения, имеется в виду лишь то, что лазерное излучение обладает неизмеримо большей временно́й и пространственной К. по сравнению с белым светом. В самом деле, два луча белого света, полученные от одного источника и прошедшие одинаковые пути, оказываются когерентными. С другой стороны, излучение лазера полностью «забывает» свою фазу и становится некогерентным «само себе» уже через 10^{-5} *сек* (длительность цуга). Свет, излучаемый лазером, отличается от белого света гораздо более высокой степенью монохроматичности. Компоненты, составляющие лазерное излуче-

ние, занимают в 10^8 раз меньшую полосу частот, чем составляющие белого света. Различие — чисто количественное, но настолько разительное, что лазерное излучение можно назвать монохроматическим. Но не следует забывать, что монохроматичность лазерного излучения не абсолютна.

Понятие К. можно распространить на случай сложения двух немонохроматич. колебаний или волн, полученных в результате *модуляции* монохроматич. колебания или волны. Т. к. сложение модулированных колебаний происходит по тем же законам, что и сложение монохроматич. колебаний, то два модулированных колебания, имеющих одинаковую частоту и одинаковый закон модуляции, когерентны.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; 3) Вольф Э., Мандель Л., Когерентные свойства оптических полей, «УФН», 1965, т. 87, вып. 3, с. 491; 4) Микаэлян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Гурков Ю. Г., Оптические генераторы на твердом теле, М., 1967, с. 36; 5) Фабрикант В. А., Новое о когерентности, «Физика в школе», 1968, № 1; 6) Франсон М., Сланский С., Когерентность в оптике, пер. с франц., М., 1968; 7) Мартинссен В., Шпиллер Е., Что такое когерентность, «Природа», 1968, № 10. *А. В. Францессон.*

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР (резонансный контур) — электрическая цепь, состоящая из конденсатора емкостью C и катушки индуктивности L (рис. 1). В К. к. происходит периодич. перекачка энергии из электрич. поля конденсатора в магнитное поле катушки. Пусть в нек-рый момент времени конденсатор заряжен до напряжения V_0, а ток в катушке отсутствует. При этом вся энергия контура сосредоточена в конденсаторе. Заряд конденсатора равен $q = cV_0$, а полная электрическая энергия К. к. $W_c = \frac{CV_0^2}{2}$. Под действием напряжения конденсатора V_0 через катушку индуктивности потечет ток I, к-рый будет возрастать до тех пор, пока конденсатор полностью не разрядится. В этот момент электрич. энергия К. к. равна нулю, а магнитная $W_L = L\frac{I_0^2}{2}$. Далее ток начинает падать, а напряжение на конденсаторе возрастать по абс. величине, но с противоположным знаком. Через время $T_0/2$ от начала процесса ток прекратится, а конденсатор зарядится до напряжения $-V_0$. Энергия контура вновь сосредоточена в конденсаторе. Далее процесс повторяется, но с противоположным направлением тока. Т. о., дважды за время T_0 в К. к. происходит переход электрич. энергии в магнитную и обратно. Это собственные колебания, при к-рых напряжение на конденсаторе изменяется по закону $V = V_0 \cos \omega_0 t$, где $\omega_0 = 2\pi/T_0$ — циклич. частота колебаний. Ток I в катушке меняется по закону $I = I_0 \sin \omega_0 t$. Период собственных колебаний К. к. $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$.

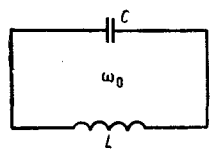


Рис. 1. Колебательный контур.

В реальном К. к. потери энергии на нагрев проводов катушки с сопротивлением R, а также на излучение и потери в диэлектрике конденсатора приводят к постепенному затуханию возникших собственных колебаний. В результате потерь напряжение на конденсаторе изменяется по закону:

$$V = V_0 e^{-\delta t} \cos \omega_0 t,$$

где $\delta = R/2L$ наз. показателем затухания, а $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ — частота затухающих колебаний. Т. о., потери приводят к изменению не только амплитуды колебаний, но и их частоты. Показатель затухания δ характеризует изменение амплитуды колебаний за 1 *сек.* Однако более естественной характеристикой затухания является логарифмич. декремент затухания — убывание амплитуды за один период колебаний $d = \delta T$. Численно он равен логарифму отношения двух последовательных макс. значений напряжения на конденсаторе. Качество К. к. характеризуют его добротностью:

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

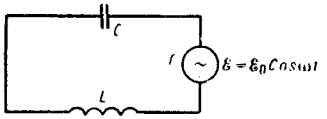


Рис. 2. Амплитуда вынужденных колебаний в контуре возрастает при приближении к резонансу.

Величина Q определяет число колебаний, к-рое совершит К. к. после однократной зарядки его конденсатора, прежде чем амплитуда колебаний уменьшится в e раз.

Если включить в К. к. генератор Γ переменной эдс $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$ (рис. 2), то в К. к. возникнет сложное колебание, являющееся суммой его собственных колебаний с частотой ω_0 и вынужденных с частотой ω. Через время $\sim 1/\delta$ собств. колебания затухнут и останутся вынужденные колебания напряжения частоты ω. Амплитуда напряжения на емкости:

$$V_0 = \frac{\omega_0^2 \mathcal{E}_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2) + 4\delta^2\omega^2}},$$

зависит не только от амплитуды внешней эдс $\mathcal{E}_0$, но и от ω. График зависимости амплитуды колебаний в К. к. от частоты внешней эдс наз. резонансной кривой (рис. 3). Характерно резкое увеличение V_0 при ω, близких к ω_0 (*резонанс*), причем резонансное значение V_0 в Q раз превышает $\mathcal{E}_0$. Если Q велико ($\sim$10—200), то К. к. позволяет из совокупности колебаний выделить колебания частот, близких к ω_0, т. е. К. к. обладает избирательностью.

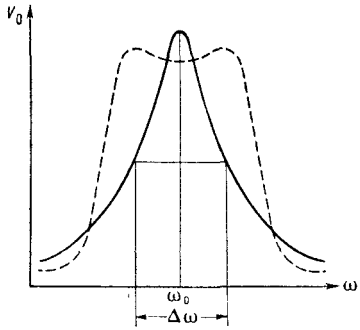


Рис. 3. Резонансная кривая колебательного контура (сплошная линия) и двух связанных контуров (пунктир).

Амплитуда напряжения на конденсаторе К. к. достигает максимума при ω, несколько меньшем ω_0, а амплитуда тока на индуктивности максимальна при ω, несколько большем ω_0. Однако эти отклонения $\sim 1/Q$ и при больших Q несущественны. Область (полоса) частот $\Delta\omega$, в пределах к-рой амплитуда колебаний в К. к. меняется в два раза, также зависит от Q. Численно Q равно отношению частоты ω_0 собственных колебаний К. к. к его полосе частот $\Delta\omega$. Для повышения избирательности К. к. необходимо увеличивать его доб-

ротность Q. Однако рост Q сопровождается увеличением времени установления колебаний в К. к. Изменения амплитуды колебаний в добротном К. к. не успевают следовать за быстрыми изменениями амплитуды внешней эдс $\mathcal{E}$. Поэтому чем выше избирательность К. к., тем больше его инерционность. Для улучшения избирательности часто применяют два или более с в я з а н н ы х К. к. Такие системы при правильно подобранных связях обладают почти прямоугольной частотной характеристикой (рис. 3, пунктир).

К. к. обычно применяются для генерации частот от 50 *кгц* до 250 *мгц*. На более высоких частотах пользуются отрезками двухпроводных и коаксиальных линий, а также *объемными резонаторами*.

В. Н. Парыгин.

КОЛЬЦЕВОЙ ЛАЗЕР — *лазер* с резонатором в виде системы трех и более зеркал, образующих замкнутый контур (рис. 1). В лазерах с обычным резонатором типа Фабри — Перо в результате интерференции отраженных от зеркал бегущих волн образуется стоячая световая волна (см. *Открытый резонатор*). В К. л. может существовать как стоячая волна, образованная (как и в резонаторе Фабри — Перо) двумя волнами, бегущими в противоположных направлениях, так и б е г у щ а я в о л н а, если к.-л. образом устранить одну из двух бегущих волн. В этом случае его наз. л а з е р б е г у щ е й в о л н ы. В резонаторе типа Фабри — Перо этот режим бегущей волны невозможен из-за последовательных переходов одной волны в другую при отражениях.

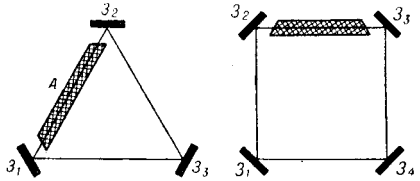


Рис. 1. Схемы кольцевых лазеров; $З_1$, $З_2$, $З_3$, $З_4$ — зеркала резонатора; $А$ — активное вещество.

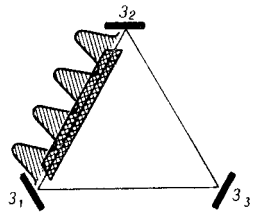


Рис. 2. В твердотельном кольцевом лазере, как и в обычном лазере, генерируется стоячая волна.

В зависимости от типа рабочего вещества генерация в К. л. происходит либо на бегущей, либо на стоячей волне. Если излучающие атомы или молекулы неподвижны (твердотельный лазер), то генерация в режиме стоячей волны энергетически менее выгодна и менее вероятна, поскольку в вынужденном излучении участвуют не все атомы кристалла, а лишь атомы, находящиеся в пучностях светового поля (рис. 2). В то же время в бегущей волне, в к-рой поле однородно во всем активном веществе лазера, в вынужденном излучении участвуют все атомы. Поэтому в твердотельном К. л. возбуждаются бегущие волны. В газовом К. л. (см. *Газовый лазер*) возможна генерация и в режиме стоячей волны, т. к. подвижные атомы газа, находящиеся в какой-то момент времени в узле стоячей волны, в следующий момент времени могут переместиться в пучность поля.

Лит. см. при ст. *Открытый резонатор*.

И. А. Полуэктов, Э. М. Беленов.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ — рассеяние света веществом, при к-ром один *фотон* поглощается, а другой испускается,

причем частота испущенного фотона равна сумме или разности частот поглощенного фотона и внутримолекулярных колебаний рассеивающего вещества (см. *Уровни энергии*). Открыто в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах и одновременно Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном в жидкостях. К. р. — эффективный метод исследования структуры молекул. См. *Нелинейная оптика* 3, *Вынужденное комбинационное рассеяние.*

КОНФОКАЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР — открытый резонатор, образованный сферич. зеркалами, оси и фокусы к-рых совпадают. См. *Открытый резонатор.*

КРИОСТАТ — устройство для поддержания в к.-л. объеме темп-ры ниже темп-ры окружающей среды. К. представляет собой сосуд с охлаждающей жидкостью, окруженный теплоизолирующей оболочкой. Простейшим К. может служить стеклянный сосуд Дюара.

Л

ЛАЗЕР БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — *лазер*, генерирующий бегущие световые волны, распространяющиеся по замкнутому контуру. См. *Открытый резонатор*, *Кольцевой лазер*.

ЛАЗЕР НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ — лазер, в к-ром рабочими квантовыми переходами являются переходы между колебательными уровнями энергии молекул углекислого газа CO_2. См. *Газовый лазер*.

ЛАЗЕР С ДВУХФОТОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ — специальный тип лазера, напр. *полупроводниковый лазер* с оптич. накачкой, в к-ром переход электронов из валентной зоны в зону проводимости и создание в полупроводнике состояния с инверсией населенностей осуществляются за счет двухфотонного поглощения (см. *Многофотонные процессы*). Л. с д. в. может быть также осуществлен на красителях (см. *Лазеры на красителях*) и диэлектрич. кристаллах (см. *Лазер*, 3).

ЛАЗЕР С ПРЯМЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ — полупроводниковый лазер, в к-ром создание инверсии населенностей и генерация света осуществляются в результате помещения чистого(без примесей) полупроводникового кристалла в сильное импульсное электрич. поле. Подробнее см. *Полупроводниковый лазер*.

ЛАЗЕР С ЭЛЕКТРОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ — *полупроводниковый лазер*, возбуждаемый пучком быстрых электронов.

ЛАЗЕРНАЯ ИСКРА — то же, что *световая искра*.

ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ. Возможность получать с помощью *лазеров* световые пучки высокой мощности до 10^{12}—10^{16} *вт/см*^{2} при фокусировке излучения в пятно диаметром $\sim$ 10—100 *мкм* делает лазер мощным средством обработки оптически непрозрачных материалов, недоступных для обработки обычными методами (газовая и дуговая сварка, кислородно ацетиленовое пламя, электронный пучок и др.). Острая фокусировка и относительно небольшое время установления стационарного режима взаимодействия с веществом обеспечивают локальность обработки без значительного воздействия на соседние участки. Это позволяет осуществлять новые технологические операции, например просверливание очень узких каналов в тугоплавких материалах, различные операции при изготовлении пленочных микросхем, а также увеличить скорость обработки деталей. Так, использование лазеров для пробивания отверстий в алмазных кругах сокращает время обработки одного круга с 2—3 дней до 2 *мин*. Наиболее широко применяется лазер в микроэлектронике, где предпочтительна сварка соединений, а не пайка.

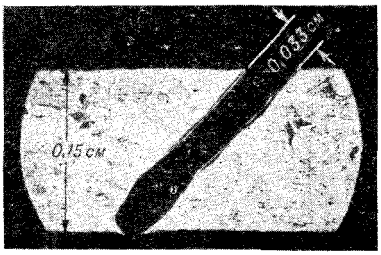


Рис. 1. Узкий канал, просверленный лазерным лучом под углом 45° в стали толщиной 0,15 *см* 4 импульсами с энергией 2,2 *дж*.

Основные преимущества лазерной обработки материалов: 1) отсутствие механич. контакта с обрабатываемым изделием;

2) возможность обработки труднодоступных деталей; 3) возможность создания узких каналов, направленных под углом к обрабатываемой поверхности (рис. 1).

Взаимодействие лазерного излучения с непрозрачным материалом сводится к поглощению излучения в тонком поверхностном слое толщиной меньшей длины волны λ излучения. В результате происходит быстрый разогрев вещества с его последующим испарением (рис. 2). Большинство металлов обладает значительными коэфф. отражения на длинах волн лазерного излучения (в видимой и инфракрасной частях спектра), поэтому в первый момент поглощение лазерного излучения незначительно. Однако после разрушения поверхности металла поглощается практически вся энергия лазерного излучения.

Рис. 2. Испарение металла под действием мощного лазерного излучения, сфокусированного на поверхность металла.

При мощности излучения $P = 10^5—10^7$ *вт/см*^{2} основным процессом является разогрев вещества с последующим плавлением. При $P = 10^8—10^{12}$ *вт/см*^{2} преобладает испарение вещества, сопровождающееся различными гидродинамич. эффектами (выброс жидкой массы, образование ударных волн и т. д., см. *Лазерное излучение*). Варьируя параметры лазерного импульса (мощность, диаметр пятна, длительность импульса), можно выбрать нужный механизм взаимодействия.

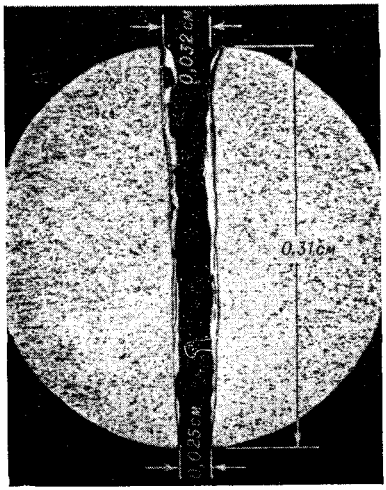


Рис. 3. Отверстие, просверленное лазером в высокоуглеродистой стали толщиной 0,31 *см* (отношение глубины отверстия к его диаметру 12).

Сверление и резание. Для сверления и резания наиболее удобны материалы с малой теплопроводностью, в которых наиболее интенсивно происходит испарение (алюминий, сталь). Л. о. м. применяется для сверления отверстий в алмазных кругах, в ферритовых пластинах памяти (см. *Ферриты*) и фильерах для протяжки проволоки и изготовления синтетич. волокон, а также для автоматич. калибровки резисторов с точностью до 0,01%

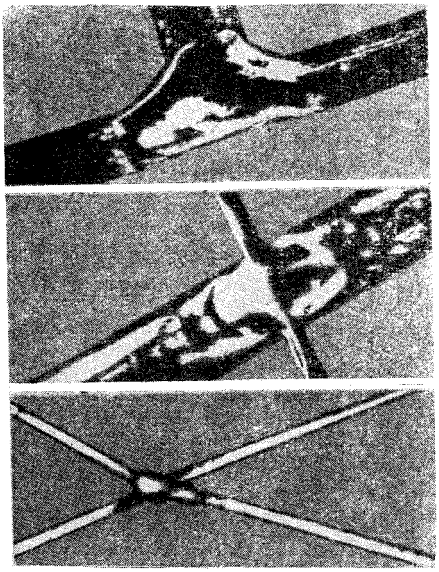


Рис. 4. Сварные соединения проводников.

и балансировки вращающихся деталей. Для этого требуется мощный лазер, дающий импульсы длительностью $\sim 10^{-7}$ *сек*. Лазер позволяет просверлить отверстия диаметром от 2 *мкм* до 10 *мм* при отношении глубины отверстия к его диаметру до 25 (рис. 3). Использование лазеров с большой частотой повторения импульсов, напр. с применением алюмо-иттриевых гранатов, позволяет осуществлять скорости резания до 2,5 *см/сек*.

Сварка, плавление, пайка. Плавление вещества без существенного испарения наблюдается в очень узком диапазоне мощностей излучения лазеров, работающих в импульсном режиме. При этом глубина проплава составляет доли *мм*. Лучше плавятся металлы, обладающие большей теплопроводностью (Cu,Ag, Au). Применение лазеров в микроэлектронике позволяет осуществить: 1) монтаж микросхем и печатных схем (в том числе изготовление прецизионных трафаретов, напыление пленочных элементов, доводку номиналов пленочных пассивных элементов, микросварку и герметизацию корпусов интегральных схем); 2) травление микросхем; 3) изготовление *электронно-дырочных переходов*; 4) приварку выводов к транзисторам и полупроводниковым диодам.

Сварные соединения, наиболее характерные для микросхем, разделяются на три основные группы: 1) соединения типа провод — провод; 2) соединения типа провод — пленка; 3) соединения типа пленка — пленка. Соединения первого типа обычно сводятся к сварке проводников, сильно различающихся по диаметру (рис. 4, табл. 1). За время действия импульса ~ 1—10 *мсек* зона прогрева в большинстве металлов составляет 100—300 *мкм*. Для образования сварного соединения необходимо опережающее плавление массивного материала с глубиной проплава порядка половины радиуса привариваемого провода.

Параметры лазерного излучения, необходимые для микросварки и микросверления, приведены в табл. 2.

Если темп-ра на поверхности материала не достигает темп-ры плавления вещества, то разогрев материала лазерным лучом позволяет осуществлять локальную диффузию примесей в *полупроводниках*, термообработку проводящих пленок для увеличения их стабильности и макс. допустимой мощности рассеивания, а также для увеличения тока эмиссии ламп без механич. повреждения катода.

Так, при нагревании вольфрамового катода излучением рубинового лазера была получена плотность термоэлектронного тока до $2 \cdot 10^6$ *а/см*^{2}.

Табл. 1. Характеристики некоторых проволочных соединений, полученных методом лазерной сварки

Толщина материала, $\times 10^{-2}$ *см*	Тип соединения	Параметры лазерного излучения		Прочность соединения, $\times 10^3$ *г*	Сопротивление соединения, *ом*
		энергия, *дж*	длит. импульса, *мсек*		
Нерж. сталь 3,8 (одинаковые проволоки)	стыковое	8	3,0	9,8	0,003
	внахлестку	8	3,0	10,3	0,003
	скрещенное	8	3,0	11,3	0,003
	Т-образное	8	3,0	10,5	0,003
Нерж. сталь 3,8/7,9	стыковое	10	3,4	11,2	0,003
	внахлестку	10	3,4	11,4	0,003
	скрещенное	10	3,4	11,7	0,003
	Т-образное	11	3,6	10	0,003
Медь 3,8 (одинаковые проволочки)	стыковое	10	3,4	2,3	0,001
	внахлестку	10	3,4	1,45	0,001
	скрещенное	10	3,4	1,95	0,001
	Т-образное	11	3,6	1,45	0,001
Никель 5,1 (одинаковые проволочки)	стыковое	10	3,4	5,55	0,001
	внахлестку	7	2,8	3,55	0,001
	скрещенное	9	3,2	3,1	0,001
	Т-образное	11	3,6	5,65	0,001
Тантал 6,3 (одинаковые проволочки)	стыковое	11	3,5	6,75	0,001
	внахлестку	11	3,5	5,85	0,001
	Т-образное	11	3,5	7,7	0,001
Тантал 3,8 Медь 3,8	стыковое	10	3,4	1,75	0,001
Медь 3,8 Тантал 3,8	Т-образное	10	3,4	1,80	0,001
Медь 3,8 Тантал 3,8	внахлестку	10	3,4	2,4	0,001
Медь 3,8 Тантал 3,8	скрещенное	10	3,4	1,85	0,001

Табл. 2. Характеристики лазеров для микрообработки

Параметры излучения	Точечная сварка	Микросверление
Плотность мощности, в *вт/см*^{2}	10^5—10^6	10^8—10^9
Мощность, в *вт*	10^2—$3 \cdot 10^4$	10^4—10^6
Энергия, в *дж*	1—10	10—30
Длительность импульса, в *сек*	10^{-4}—10^{-3}	10^{-7}—10^{-3}
Диаметр пятна, в *мкм*	10—1000	10—100

Выбор лазерного источника. Необходимые требования, которым должны удовлетворять импульсные лазеры для плавления: 1) плотность мощности излучения должна быть ограничена во избежание значительного испарения вещества; 2) пиковая мощность излучения должна быть в пределах заданной плотности мощности

Рис. 5.

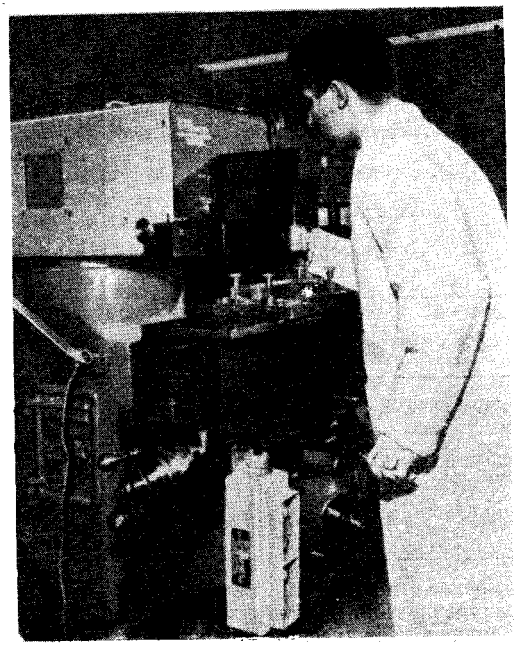


Рис. 6.

для уменьшения потерь на теплопроводность; 3) длительность импульса должна быть по возможности большей для получения макс глубины проплава при заданной мощности излучения (табл. 3).

Табл. 3. Оптимальная длительность импульсов (в *мсек*) для проплава материалов различной толщины

Металл	Толщина материала		
	$1{,}3 \cdot 10^{-2}$ *см*	$6{,}5 \cdot 10^{-2}$ *см*	$3{,}2 \cdot 10^{-1}$ *см*
Алюминий	0,12	3,0	74
Медь	0,08	2,1	52
Железо	0,57	14	360
Нержавеющая сталь	1,49	35	893
Тантал	0,34	8,7	220
Титан	1,50	38	940
Вольфрам	0,13	3,2	80

В технологич. установках применяются различные типы лазеров. Для нагрева вещества наиболее удобны лазеры с большой средней мощностью, большой частотой повторения импульсов или работающие в непрерывном режиме. Большие возможности открывает применение лазеров на алюмо-иттриевом гранате, позволяющие получать импульсы с выходной мощностью ~ 5 *квт* при частоте следования ~ 1 *кгц*. Такие генераторы могут работать в непрерывном режиме с мощностью до 200 *вт*. Очень перспективно применение мощных *газовых лазеров* на CO_2, позволяющие получать выходную мощность в непрерывном режиме до 5 *квт*, а также частоты повторения до сотен *гц* при средней мощности $\sim 1{,}5$ *вт* и эффективности $\sim 15\%$. Отечественная промышленность выпускает лазерные технологич. установки: К-3М, СУ-1, УП-20.

Лит.: 1) Федоров Б. Ф., Оптические квантовые генераторы, М. — Л., 1966; 2) Вопросы квантовой электроники, «Тр. Ленинградского ин-та точной механики и оптики», 1968, вып. 65; 3) Мясников Л. Л., Квантовая электроника на судах, Л., 1966. *И. И. Швыркова.*

ЛАЗЕРНАЯ СВЯЗЬ И ЛОКАЦИЯ. По сравнению с существующими системами радиосвязи и радиолокации Л. с. и л. обладают двумя основными преимуществами: узкой направленностью передачи и широкой полосой пропускания передаваемых частот (см *Лазер*). Сам лазер создает направленный луч (расходимостью $\sim 10'$), а применение оптич. систем позволяет сформировать еще более параллельный луч (расходимостью $\sim 2—3''$). Один лазерный луч позволяет передавать сигнал в полосе частот ~ 1000 *Мгц*. Это дает возможность одновременной передачи 200 телевизионных каналов.

Однако создание систем Л. с. и л. встречает большие трудности, связанные как с технич. причинами, так и с недостаточной прозрачностью земной атмосферы для лазерного излучения (особенно при дожде, снеге и тумане). Существует большое количество проектов Л. с. и л., нек-рые из них доведены до экспериментальной проверки и даже до создания экспериментальных устройств.

Лазерные линии связи. Опыты по передаче информации с помощью лазеров вдоль земной поверхности начали проводиться в 1962 г. Исследовалась, в частности, линия телефонной связи на 1000 каналов. Опыты по передаче телевизионных программ, где

возникает большое количество аппаратурных трудностей, проводились в лаборатории на расстояниях ~ 10—20 *м*. Имеются сведения о передаче в таких условиях 7 телевизионных каналов с помощью одного луча лазера.

На рис. 1 схематически показана лазерная линия связи или телевидения. Передатчик содержит лазер, работающий в непрерывном режиме, и модулятор, изменяющий интенсивность излучения

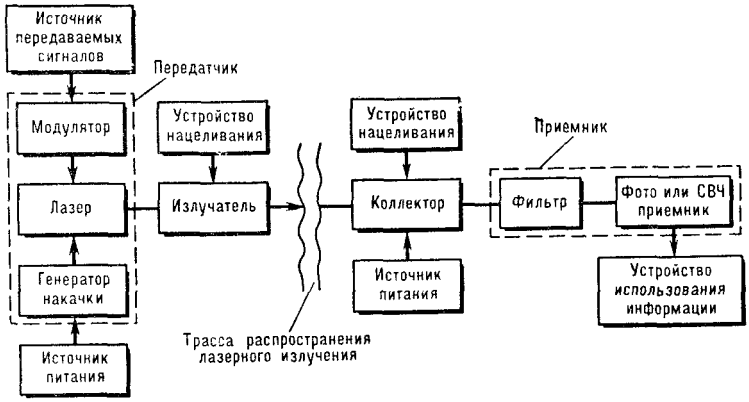


Рис. 1. Схема лазерной линии связи.

в соответствии с передаваемым сигналом, т. е. преобразующий передаваемые сигналы в световые. Приемник состоит из преобразователя принятых световых сигналов в электрические и усилителя электрич. сигнала. Передающей антенной — излучателем служит полупрозрачное зеркало лазера или оптич. система, формирующая еще менее расходящийся луч. Приемной антенной служит коллектор — оптич. система, фокусирующая принятый свет на фотоприемник. Фильтр пропускает излучение только той длины волны, к-рую генерирует лазер.

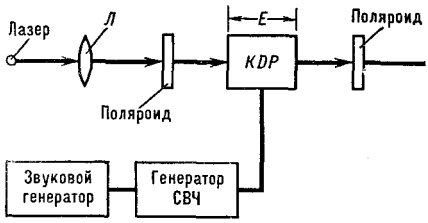


Рис. 2. Модулятор света на кристалле KDP.

Модуляция светового луча необходима для передачи информации. Помимо внешней модуляции, возможна и внутренняя модуляция лазера (напр., воздействие передаваемого сигнала на генератор накачки). Один из наиболее перспективных модуляторов — кристалл KDP, помещенный в переменное электрич. поле E, направленное вдоль его оптич. оси (рис. 2). Лазерное излучение проходит через *поляроид*, где приобретает плоскую поляризацию. Поляризация света, прошедшего через кристалл, изменяется в результате изменения величины электрич. поля E. Далее луч света попадает на второй

поляроид — анализатор, к-рый пропускает только часть световой энергии с определенным направлением поляризации. Это и создает амплитудную модуляцию лазерного излучения Процесс демодуляции, т. е. превращения в приемном устройстве оптических колебаний в электрические, осуществляется при помощи фотоприемника.

Влияние атмосферы на лазерные линии связи. Молекулы газов, входящих в состав воздуха, рассеивают лазерное излучение. Из-за турбулентности атмосферы и теплового движения молекул их положение в пространстве непрерывно меняется и поэтому результирующее излучение, попадающее в приемное устройство, непрерывно флуктуирует по амплитуде и фазе, что приводит к уменьшению его *когерентности*. Этот эффект может быть уменьшен увеличением размеров коллектора, т. к. при этом происходит усреднение флуктуаций. Удовлетворительные результаты получаются, если диаметр приемной аппаратуры D в неск. раз больше, чем $(4\ r/k)^2$, где r — длина трассы, $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны). Напр., на трассе длиной 8 *км* для излучения *гелий-неонового лазера* ($\lambda = 6328$ Å) необходимо $D = 25$ *см*.

Молекулы атмосферы, гл. обр. молекулы воды, кислорода и озона (на больших высотах), поглощают кванты лазерного излучения, если частота излучения совпадает с частотой *квантового перехода* между уровнями энергии молекул. Поэтому не все типы лазеров пригодны для линий связи, работающих в земной атмосфере (рис. 3). Напр., излучение гелий-неонового лазера не поглощается

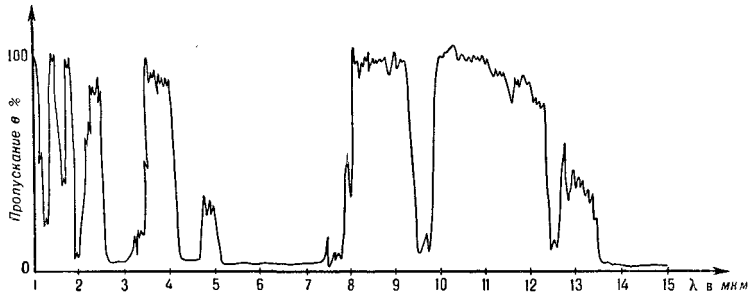


Рис. 3. Пропускание электромагнитных волн толщей земной атмосферы, λ — длина волны.

в атмосфере. Длина волны излучения рубинового *лазера* заметно зависит от темп-ры T рубинового стержня. При $T = 30°$ С $\lambda = 6943{,}1$ Å, а при $T = 60°$ С $\lambda = 6944{,}3$ Å. Для этих длин волн молекулярное поглощение в атмосфере ~10%. Но при $T = 45°$ С длина волны рубинового лазера как раз совпадает с длиной волны спектральной линии молекулы H_2O (6943,8 Å), в этом случае поглощение ~ 40%. То же самое произойдет при $T \sim 10°$ С.

Еще более интенсивно ослабление лазерного излучения в атмосферном а э р о з о л е (взвешенные капельки воды, туман и т. п.), особенно во взвешенных в облаках и туманах капельках воды радиусом ~ 10 *мкм*. В диапазоне длин волн 0,5—14 *мкм* наименьшее ослабление испытывают волны от 10,5 до 12,2 *мкм*. При испытании

системы лазерной связи (на гелий-неоновом лазере) на 1000 телефонных каналов (авторы этих исследований считают, что только при таком или большем количестве каналов системы лазерной связи экономически могут конкурировать с линиями радиосвязи) на расстояниях 900 *м* и 5000 *м* ослабление излучения вдоль земной поверхности составляло: 10 *дб/км* при хорошей видимости, 15 *дб/км* при туманной дымке и 100 *дб/км* при густом тумане (ослабление от дождя составляло 8 *дб/км*). Эти данные показывают, что современная аппаратура при сильном тумане может обеспечить дальность лазерной связи только на 1—2 *км*. Лазер с более длинноволновым излучением позволит увеличить дальность связи.

Из-за рефракции в атмосфере наблюдаются медленные отклонения лазерного луча от первоначального направления. На трассе длиной в 900 *м* «уход» луча как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях $\sim$ 20 *см*, т. е. сравним с сечением лазерного луча. Поэтому в Л. с. и л. предусматриваются устройства, корректирующие направление лазерного луча.

Стремление устранить влияние атмосферы и метеорологич. условий на линии связи породили проекты с в е т о в о д н ы х л и н и й с в я з и.

С в е т о в о д ы — металлические трубы, обеспечивающие передачу световой энергии с малыми потерями. В отличие от р а д и о в о л н о в о д о в (см. *Волновод*), эффективной передачи света по трубам без применения спец. устройств добиться нельзя (если, конечно, не делать вакуумированных труб большого диаметра, по к-рым свет распространяется, не касаясь стенок). При отражении света на неоднородностях поверхности трубы, к-рые значительно более длины световой волны, возникают большие потери энергии и большие фазовые искажения, уменьшающие когерентность передаваемого излучения. Создание же труб со столь гладкими стенками, чтобы неровности внутренней поверхности были сравнимы с λ, хотя и возможно, но крайне дорого.

Наибольший интерес представляют линзовые и диэлектрич. световоды. Линзовый световод содержит неск. диэлектрич. линз с размерами, бо́льшими, чем λ, и с фокусным расстоянием, равным половине расстояния между линзами. Линзы в жестких оправах устанавливаются внутри соединительной металлич. трубы (рис. 4).

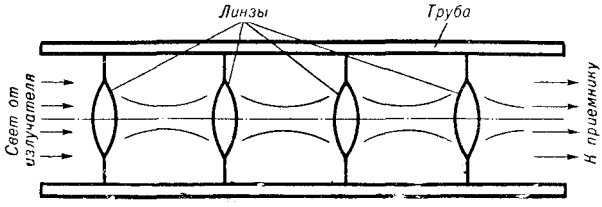


Рис. 4. Линзовый световод.

Линзы несколько ослабляют свет за счет рассеяния на неоднородностях и поглощения, а также из-за *дифракции* на краях. Однако эти потери невелики (0,1 *дб* на линзу). Можно ожидать, что при диаметрах линз в 1—2 *см* потери в световоде составят ок. 1 *дб/км*. Диэлектрич. световоды представляют собой диэлектрич. трубу,

диаметр к-рой во много раз больше λ (рис. 5). Показатель преломления диэлектрика больше показателя преломления воздуха, заполняющего трубу, и поэтому свет распространяется внутри, испытывая многократное отражение от стенок, с небольшими потерями.

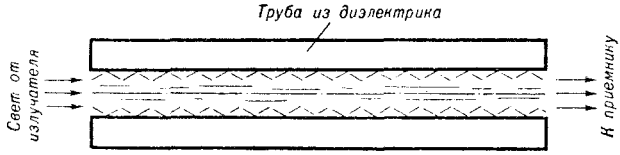


Рис. 5. Диэлектрический световод.

Подобные световоды составляют основу волоконной оптики и могут найти применение для коротких многоканальных линий передач. Световоды исключают также воздействие внешних излучений на приемные устройства (излучения Солнца, рассеянного излучения неба, Земли и т. п.).

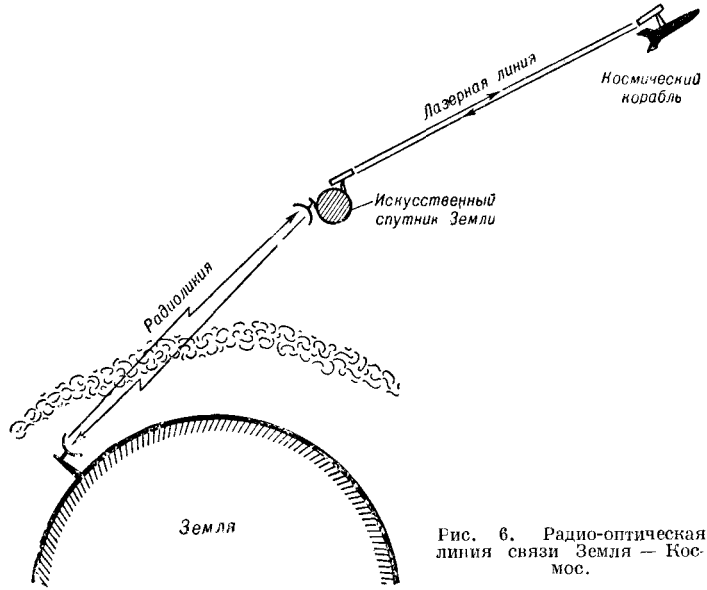


Рис. 6. Радио-оптическая линия связи Земля — Космос.

Преимущества лазерных линий связи могут быть наиболее полно реализованы в верхних слоях атмосферы, где мало́ аэрозольное ослабление света (напр., связь между самолетами), и в космич. пространстве. Большая направленность таких линий связи дает существенный энергетич. выигрыш по сравнению с линиями радиосвязи. Напр., с помощью достаточно простой аппаратуры может быть осуществлена связь между космич. кораблями, находящимися на орбитах искусственных спутников Земли. Если исключить влия-

ние земной атмосферы, то можно установить одностороннюю связь между Землей и Луной, установив на Земле лазер мощностью 1 *вт* с расходимостью пучка 10′ и на Луне обычные приемники света (фотоумножители).

Для уменьшения влияния земной атмосферы на линии связи Земля — Космос аппаратура устанавливается в горах или в пунктах, где редки туманы и мала облачность. Хороших результатов достигают применением комбинированной радиотехнической и лазерной линий связи (рис. 6). На Земле устанавливается приемо-передающая аппаратура, на искусственном спутнике Земли — ретрансляционная станция, связанная с Землей радиолинией и с космич. кораблем — лазерной линией связи.

В дальнейшем возможно создание линий лазерной связи, работающих за пределами прямой видимости. Эти возможности связаны с особенностями строения тропосферы Земли. При определенных метеорологич. условиях, когда показатель преломления воздуха

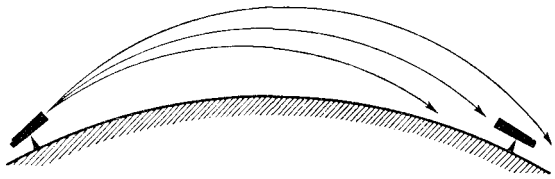


Рис. 7. Дальнее распространение лазерного излучения (мираж)

аномально быстро убывает с высотой, радиус кривизны распространяющейся электромагнитной волны становится равным или меньшим радиуса Земли. В этом случае горизонт как бы исчезает и электромагнитная энергия распространяется вдоль земной поверхности на расстояния, много большие прямой видимости (рис. 7). В оптике

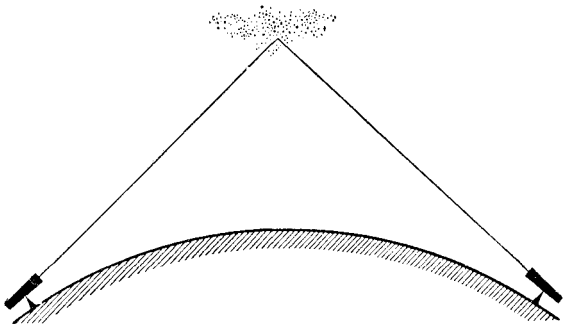


Рис. 8. Дальнее распространение лазерного излучения из-за рассеяния и отражения в тропосфере.

подобные явления наз. м и р а ж а м и, а в радиотехнике — в о л н о в о д н ы м р а с п р о с т р а н е н и е м р а д и о в о л н. Основной недостаток подобной линии связи — ее непостоянство. Имеющиеся в лит-ре сведения о лазерной связи над морем на расстоя-

нии более 300 *км* объясняются именно миражами. Возможны также лазерные линии связи, основанные на рассеянии света на неоднородностях тропосферы, подобно дальнему тропосферному распространению радиоволн (рис 8).

Лазерная локация. Основное преимущество лазерной локации — высокая направленность лазерного луча, к-рая дает возможность определять с очень высокой точностью угловые координаты объекта (точность 1—2″) и его размеры. Если, напр., площадь поперечного сечения луча на расстоянии в неск. дес. *км* составляет 1 $м^2$, а размеры объекта (напр., самолета) больше 1 *м*, то, перемещая луч на определенный угол по вертикали и горизонтали, можно определить размеры объекта.

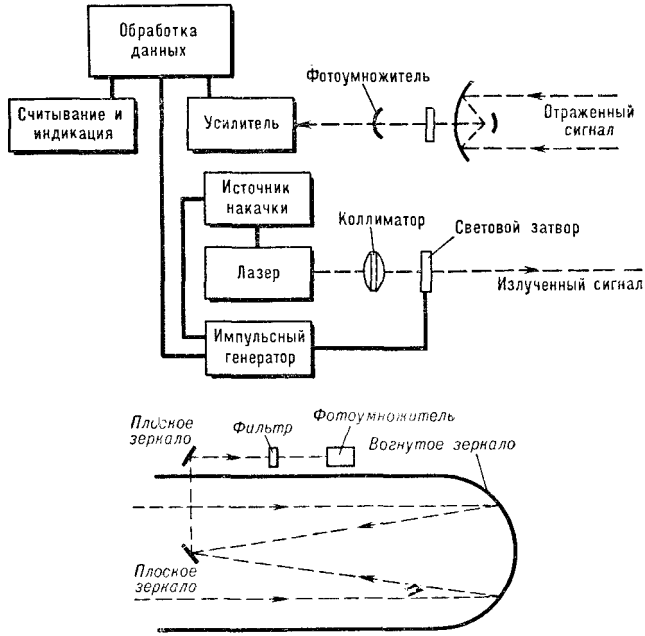


Рис. 9. Схема лазерного локатора.

Схема оптич. локатора (типа «Колидар») приведена на рис. 9. Локатор состоит из трех основных частей: передающей системы, приемной и системы обработки данных. Передающее устройство содержит рубиновый лазер, коллиматор, сужающий лазерный луч, и световой затвор, формирующий прямоугольный световой импульс. Приемное устройство состоит из вогнутого зеркала, собирающего отраженный от объекта свет, узкополосного фильтра, уменьшающего фон, фотоумножителя, преобразующего световые колебания в электрические, и усилителя электрич. колебаний. Система обработки данных выдает координаты объекта. Дальность до цели определяется по разности времени Δt поступления на двухлучевой ос-

циллограф двух импульсов, зондирующего и отраженного от цели $r = \Delta tc/2$ (c — скорость света). Локатор «Колидар» излучает световой импульс длительностью 0,003 *сек* с энергией 2 *квт*. Вес локатора 11—14 *кг*, а дальность его действия при нормальных условиях погоды 15—30 *км*. Локатор на расстоянии в 10 *км* может различить 2 объекта, находящиеся на расстоянии 3 *м* друг от друга. На рис. 10 показан лазерный локатор, похожий на двойной телескоп. В одной из труб размещен лазер, во второй — приемное устройство.

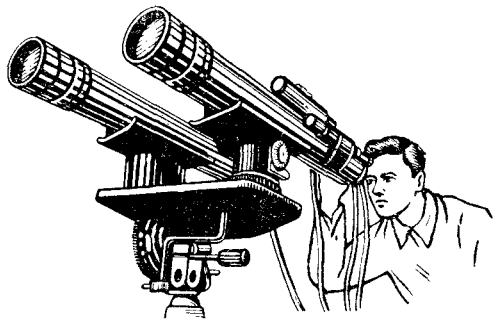


Рис. 10. Лазерный локатор типа двойной телескоп.

Первые сведения о применении лазерной локации относятся к 1962 г., когда была осуществлена локация Луны. Увеличение мощности, излучаемой лазером, сделает возможным картографирование поверхности Луны с Земли с высокой точностью (около 1,5 *м*). Лазерная локация применяется также в геофизике для определения высоты облаков, исследования инверсионных и аэрозольных слоев в атмосфере, турбулентности и т. п.

Предполагается, напр., что лазерный локатор с зеркалом диаметром 60 *см* при средней мощности ок. 70 *вт* может измерять с точностью 1,6 *км* расстояние до 160 000 *км* до ракеты диаметром 6 *м*. Система «Ордар», созданная для точного и непрерывного измерения координат управляемых снарядов, определяет угол места, азимут и расстояние до снаряда. При лабораторных испытаниях системы погрешность определения местоположения снаряда составила 0,003—0,01 *м* при высоте снаряда от 30 до 10 000 *м*. В данной системе был применен гелий-неоновый лазер, работавший в непрерывном режиме, излучение к-рого модулировалось частотой 100 *Мгц*. Информация о дальности получалась из измерения фазы отраженного сигнала. Исследуются возможности применения лазерной локации под водой. Здесь лучшие результаты могут быть получены при применении лазеров, излучающих в диапазоне от синего до зеленого света, т. к. в этом диапазоне морская вода наиболее прозрачна. Предполагается, что лазерный подводный локатор, предназначенный для обнаружения подводных лодок, торпед и мин, будет иметь дальность действия в неск. километров.

Лит.: 1) Чернышев В. Н., Шереметьев А. Г., Кобзев В. В., Лазеры в системах связи, [М.], 1966; 2) Краснов В. Н., Свет — локатор, свет —оружие, М., 1964; 3) Телефонная связь при помощи лазера, «Экспресс информация, ВИНИТИ, серия радиолокация, телевидение, радиосвязь»,

1967, № 17, реф. 99; 4) Ломакин А. Н., Лазерная следящая система непрерывного действия для точного измерения дальности полета управляемых снарядов, там же, 1964, № 39, реф. 231; 5) Измерение флуктуаций луча лазера в атмосфере, там же, 1967, № 36, реф. 190; 6) Семенов Р., Отражение оптических сигналов, излучаемых лазером, от чистой атмосферы слоистого строения, там же, 1965, № 3, реф. 12; 7) Одновременная передача семи телевизионных программ по лазерному лучу, там же, 1965, № 22, реф. 119; Догадкин А. Б., Лучевые волноводы для дальней связи на оптических частотах, там же, 1964, № 38, реф. 229; его же, Направляемая передача световых волн, там же, 1965, № 4, реф. 21. *М. А. Колосов, А. В. Соколов.*

ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (воздействие излучения мощных лазеров на вещество). Излучение *лазера*, в отличие от излучения всех известных нелазерных источников света, обладает огромной мощностью, что позволяет получать с его помощью очень высокие концентрации энергии в веществе. Мощность может быть чрезвычайно высокой (до 100 *Гвт* $= 10^{11}$ *вт*). Световые потоки высокой интенсивности, воздействуя на вещество (газ, твердое тело), нагревают его до темп-ры $\sim 10^5$—10^6 К. Малая расходимость лазерного пучка позволяет сфокусировать всю энергию Л. и. в небольшой области исследуемого вещества, т. е. достичь чрезвычайно высокой плотности светового потока ($\sim 10^{14}$ *вт/см*^{2}). Напряженность электрического поля световой волны E, соответствующая такой плотности светового потока, составляет 10^8 *в/см*, т. е. сравнима с внутриатомными полями.

Благодаря высокой степени монохроматичности эффективная темп-ра Л. и. исключительно высока, она превышает все реализующиеся в природе значения (подробнее см. *Лазер*). Это означает, что Л. и. всегда можно «отделить» от собственного излучения исследуемого вещества. Мощность Л. и. может варьироваться в широких пределах, и взаимодействие Л. и. различной интенсивности с веществом приводит к различным физ. эффектам.

Испарение твердых тел под действием световых потоков. В результате воздействия на твердую непрозрачную мишень световых потоков плотности 10^6—10^8 *вт/см*^{2} (характерной для лазеров, работающих в непрерывном режиме) наблюдается интенсивное испарение вещества. При этом темп-ра оказывается существенно меньше критической темп-ры $T_{кр}$ фазового перехода твердое тело — газ (рис. 1). Критич. темп-ра $T_{кр}$ — это минимальная темп-ра, при к-рой плотность пара становится равной плотности твердого тела и резкая граница между паром и твердым телом исчезает. При темп-рах $T < T_{кр}$ плотность пара значительно меньше плотности твердого тела, что приводит к наличию резкой границы, разделяющей твердую и газообразную фазы вещества. Средняя кинетич. энергия частиц в твердом теле, пропорциональная kT, значительно меньше энергии W, необходимой для «испарения» одной частицы: $kT < W$ (k — *Больцмана постоянная*). Поэтому «испаряться» могут только те частицы, которые в результате столкновений с остальными наберут энергию, большую W. Вероятность возникновения таких частиц в рассматриваемом случае очень мала (пропорциональна $e^{\frac{-W}{kT}}$), плотность паров также мала по сравнению с плотностью твердого тела (величина W зависит от темп-ры и при $T = T_{кр}$, $W = 0$).

Образовавшиеся пары расширяются со скоростью, сравнимой со скоростью звука в них $v_{зв} \sim 10^5$ *см/сек* (что соответствует темп-ре паров в неск. тыс. К). Движение паров приводит к механич. эффекту —

мишени сообщается импульс отдачи (количество движения) — Q (рис. 2). Полный механич. импульс системы твердое тело — пар равен нулю (с точностью до импульса фотонов, содержащихся в световом пучке $\sim 10^{-4}\ Q$). Измеряя массу M и скорость истечения

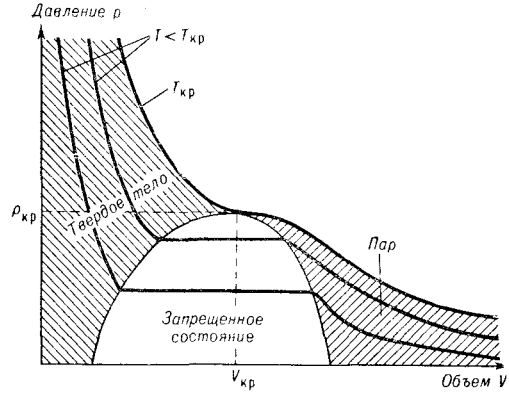


Рис. 1. Диаграмма фазовых переходов твердое тело — пар.

пара, а также механич. импульс мишени Q и сопоставляя их с теоретич. расчетами, можно определять нек-рые теплофиз. характеристики вещества, напр. энергию испарения W на каждый атом, а также критич. постоянные: темп-ру $T_{кр}$, давление $p_{кр}$ и т. д. Исследование процессов, протекающих в указанной области величин световых потоков, имеет важное значение также для изучения технологии обработки металлов при помощи лазеров.

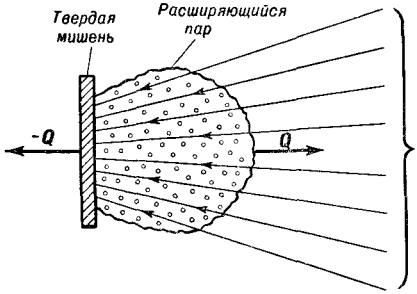


Рис. 2. Передача мишени механического импульса от воздействующего на нее лазерного излучения; Q — вектор количества движения испаренного вещества, $-Q$ — механический импульс, полученный твердой мишенью $Q + (-Q) = 0$.

Оптический пробой газов (световая искра). Под действием потока Л. и. $\sim 10^{11}$ *вт/см*^{2} (получаемого от *импульсных лазеров*) первоначально прозрачный газ становится непрозрачным (см. *Нелинейная оптика*), что приводит к быстрому увеличению поглощения света и соответственно к его нагреванию и ионизации. В результате в фокусе лазерного пучка образуется сгусток *плазмы* — искра. Механизм образования световой искры аналогичен высокочастотному пробою газов. Электрон, оказавшийся в фокусе лазер-

ного пучка, под действием сильного электрич. поля E световой волны и упругих соударений с атомами увеличивает свою энергию до энергии ионизации газа. После этого электрон, сталкиваясь с атомами, приобретает способность ионизовать, вследствие чего число электронов в фокусе лавинообразно нарастает. На скорость развития электронной лавины влияют упругие и неупругие столкновения электронов с атомами. При заданной плотности газа пробой наступает только лишь при определенном пороговом значении плотности светового потока. Это связано с процессами, приводящими не к ионизации, а к возбуждению атомов. Образовавшаяся искра растет (т. е. расширяется область, охваченная ионизацией) в направлении к лазеру (рис. 3). Одна из возможных причин этого — возникновение в момент образования искры ударной волны. Нагретый газ, давление в к-ром велико, порождает сферическую ударную волну. Распространяясь навстречу лучу, ударная волна также ионизует газ, облегчая условия для пробоя. Это приводит к асимметрии искры. Новые порции газа, сжатые и прогретые ударной волной, становятся непрозрачными для излучения, к-рое сильно поглощается и, т. о., поддерживает движение волны. В др. направлениях ударная волна быстро затухает.

Процессы, сопровождающие образование световой искры, аналогичны точечному взрыву — эффекту, возникающему в результате мгновенного выделения энергии в малой области. Точечный взрыв является, в частности, гидродинамич. моделью взрыва атомной бомбы. Значительный интерес представляет также

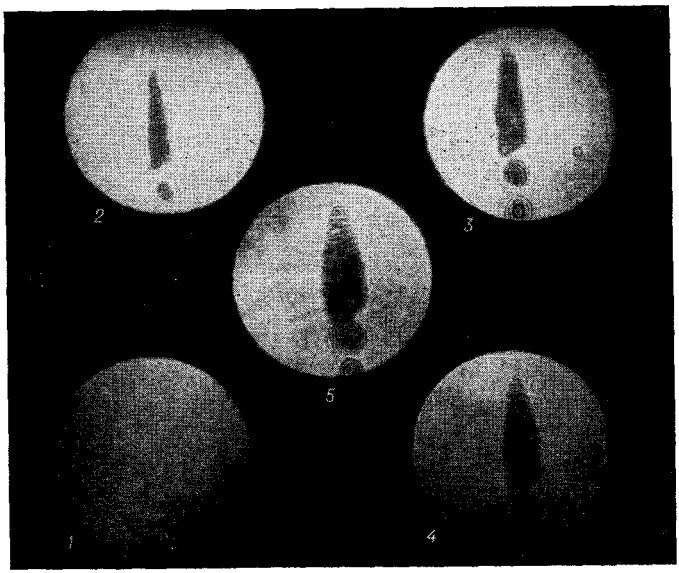


Рис. 3. Пятикадровая фотография (тенеграмма), иллюстрирующая динамику развития световой искры (экспозиция каждого кадра $3 \cdot 10^{-9}$ *сек*, интервал между кадрами $5 \cdot 10^{-8}$ *сек*).

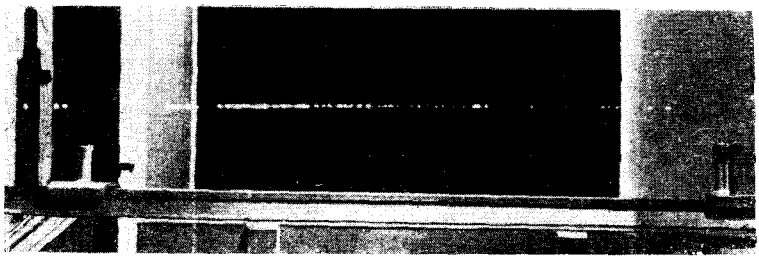


Рис. 4. Фотография «длинной» искры, полученной при фокусировке мощного лазерного излучения в воздухе; длина искры ~ 1,5 *м*.

образование д л и н н о й и с к р ы — возникновение целой серии отдельных искр (~100), расположенных вдоль лазерного луча (рис. 4). Размеры такой искры ~ 1—2 *м*. Это явление связано, по-видимому, с неоднородностью излучения, т. е. с изменением во времени и пространстве плотности излучения лазера. В результате условия для пробоя могут возникнуть в течение лазерного импульса во многих точках на пути луча.

Получение и нагревание плазмы мощным лазерным излучением. Большой интерес представляют попытки нагревания с помощью мощного Л. и. малых объемов плазмы до темп-р ~ $1—2 \cdot 10^8$ К, при к-рых появляется вероятность *термоядерной реакции* (рис. 2 на вклейке в конце книги). Основная проблема заключается в обеспечении условий, при к-рых плазма эффективно поглощает излучение в течение всего лазерного импульса. С увеличением температуры плазма расширяется, и коэфф. поглощения света (пропорциональный квадрату плотности плазмы) резко падает. Поэтому плазма эффективно поглощает излучение только лишь на начальных стадиях процесса, а затем становится прозрачной. Расширение плазмы (г а з о д и н а м и ч е с к и й р а з л е т) может быть ограничено, если попытаться удержать плазму магнитным полем. Однако пока не удается достичь напряженности магнитного поля, необходимой для удержания плазмы при темп-ре термоядерной реакции.

Др. возможность получения высокотемпературной плазмы связана с фокусировкой на поверхности твердой мишени *гигантского импульса* лазера с плотностью потока ~10^{12}—10^{14} *вт/см*^{2}. При таких потоках слой твердого тела, поглотивший излучение за время, много меньшее длительности гигантского импульса, нагревается до очень высоких темп-р $T \gg W/k$ и превращается в плотную *плазму*, содержащую 10^{20} частиц в 1 *см*^{3} (плотность твердого тела ~10^{23} в *см*$^{-3}$). В мишени возникает высокое давление, в результате чего вещество быстро выбрасывается с поверхности, образует облако расширяющейся высокотемпературной плазмы — ф а к е л. Далее воздействие излучения на мишень сводится к непрерывному нагреванию уже образовавшейся плазмы и к образованию новых порций плазмы. При этом оказывается возможным такой режим нагревания и «испарения», при к-ром осуществляется эффективное поглощение излучения плазмой в течение всего импульса.

На рис. 5 показана установка для получения и диагностики плазмы. Мощный импульсный лазер на неодимовом стекле с двумя

каскадами усиления включается *Керра ячейкой* (см. *Лазер*, 3). Излучение фокусируется линзой на твердую мишень, помещенную в вакуумную камеру. Образовавшийся факел фотографируется с помощью рубинового лазера (длительность $3 \cdot 10^{-9}$ *сек*). С помощью системы зеркал луч света рубинового лазера делится на 5 отдельных лучей, временно́й интервал между к-рыми составляет $5 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Эти лучи, «просвечивая» плазму, попадают на фотопластинку, где

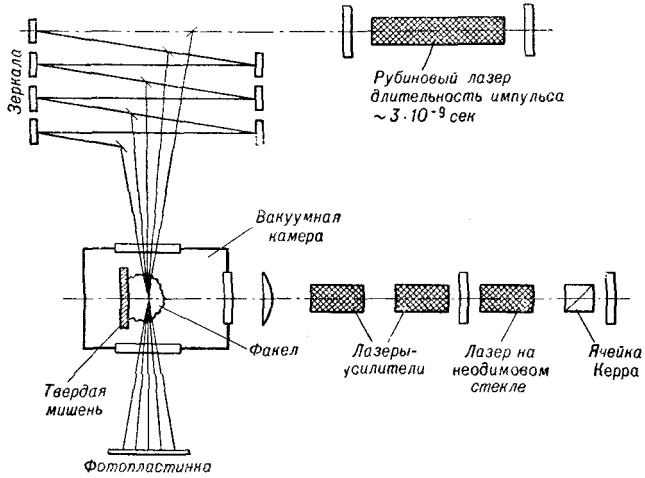


Рис. 5. Получение и нагревание плазмы при воздействии лазерного излучения на поверхность твердой мишени.

образуют пятикадровое изображение плазмы (пятикадровый «фильм», рис. 6). Временно́е разрешение определяется длительностью импульса рубинового лазера и составляет $3 \cdot 10^{-9}$ *сек*. Факел имеет полусферич. форму и быстро расширяется в радиальном направлении. Скорость расширения плазмы, образованной излучением мощностью ~ 3 *Гвт*, достигает величины 300 *км/сек*. Резкая граница факела соответствует сферич. ударной волне, распространяющейся по остаточному газу, заполняющему камеру, в к-рую помещена мишень. Мощность излучения, при к-рой окажется возможным наблюдать появление нейтронов n, возникающих в результате термоядерных реакций $D + D \rightarrow He^3 + n$ (согласно оценкам) ~ 20—30 *Гвт*. При этом в качестве мишени необходимо использовать вещества, в состав к-рых входит дейтерий (D).

Исследование спектров многозарядных ионов, возникающих в высокотемпературном плазменном сгустке. Спектроскопич. исследования плазмы, образованной в результате воздействия на твердое вещество световых потоков плотностью $\sim 10^{12}$—10^{14} *вт/см*^{2}, показывают наличие в ней многократно ионизованных атомов. В частности, наблюдались спектральные линии пятнадцати- и шестнадцатикратно ионизованного кальция Ca^{XVI} (рис. 7). Исследования такого типа представляют интерес для астрофизики, т. к. линии ионов столь высокой кратности наблюдались до сих пор только в излуче-

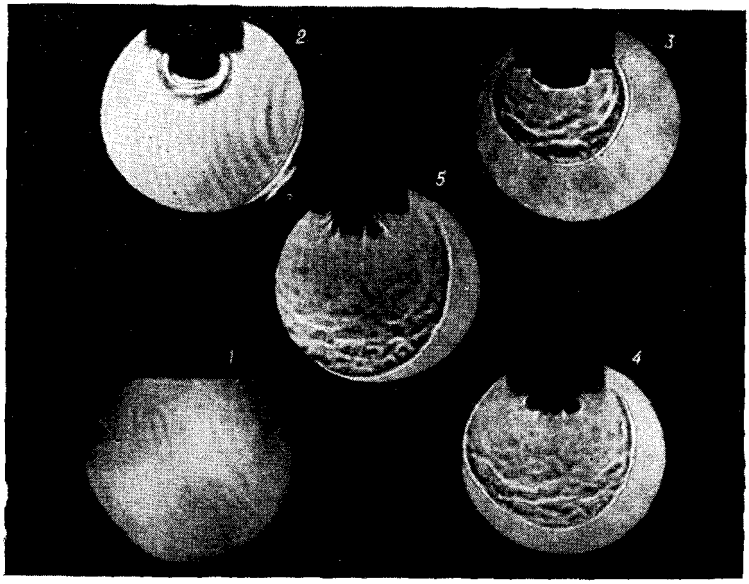


Рис. 6. Пятикадровая скоростная фотография факела. На первом кадре зафиксировано световое поле до включения лазерного импульса. На последующих кадрах виден развивающийся во времени факел. Резкая граница факела соответствует сферической ударной волне, распространяющейся по остаточному газу, заполняющему камеру, в которую помещена мишень.

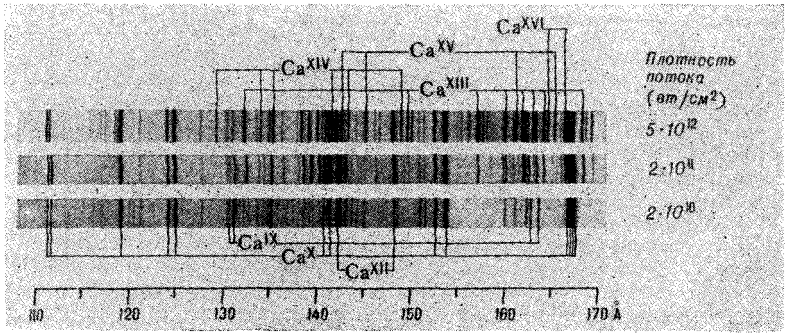


Рис. 7. Спектры излучения линий многократно ионизованного кальция.

нии солнечной короны. Наблюдение таких линий в лабораторных условиях указывает на то, что с помощью Л. и. можно моделировать некоторые физ. процессы, протекающие на Солнце.

Лит.: 1) Райзер Ю. П., Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча, «УФН», 1965, т. 87, в. 1, с. 29; 2) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; 3) Унзольд А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949.

Ю. В. Афанасьев.

ЛАЗЕРНЫЙ ГИРОСКОП. На кораблях, самолетах, ракетах и т. д. для определения курса применяются гироскопич. приборы (гирокомпас, гиромагнитный компас, гирорулевая система и т. п.). Основой этих приборов обычно является механич. гироскоп — симметричное быстро вращающееся тело (до 30 000 *об/мин*), ось вращения к-рого совпадает с его осью симметрии. Л. г. обладает более высокой надежностью, чувствительностью и стабильностью, чем механич. гироскопы. Это *лазер* с кольцевым резонатором в виде системы трех и более зеркал, образующих замкнутый контур. В такой системе может возбуждаться стоячая волна (см. *Кольцевой лазер*), к-рую можно представить в виде двух волн, бегущих навстречу друг другу (рис.). При вращении системы

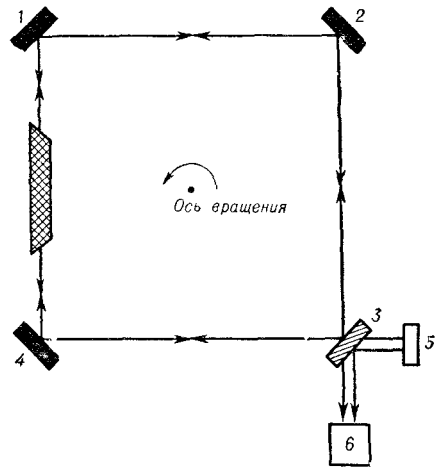


Схема лазерного гироскопа: *1*, *2*, *3*, *4*, *5* — зеркала; полупрозрачное зеркало *3* служит для вывода лазерного излучения; *6* — прибор, измеряющий разность частот бегущих волн *I* и *II*; *7* — платформа резонатора.

зеркал 1—4 прибор или наблюдатель 6, находящиеся на платформе резонатора, зарегистрируют две бегущие волны, одна из к-рых движется со скоростью в ту же сторону, что и наблюдатель, а другая — навстречу. Из-за *Доплера эффекта* частоты этих волн ω_1 и ω_2 будут различны. Измерение разности частот $\omega_1 - \omega_2 = 8\pi v/\lambda$ позволяет определить линейную скорость вращения зеркал v (λ — длина световой волны; см. рис. на вклейке в конце книги).

Лит.: Краснов В., Свет — локатор, свет — оружие, М., 1964; Соболев Н., Лазеры и их будущее, М., 1968.

И. А. Полуэктов, Э. М. Еленов.

ЛАЗЕРЫ В ГЕОДЕЗИИ. Применение *лазеров* для измерения расстояний, нивелирования (определения разности высот), задания определенного направления и т. д. основано на высокой *монохроматичности* и направленности лазерного излучения, к-рые позволяют

повысить точность измерения и увеличить дальность действия геодезич. приборов.

До появления лазеров в геодезии применялись светодальномеры с обычными тепловыми или газоразрядными источниками света, дающими немонохроматич. световой сигнал. Расстояния измеряются по времени прохождения светового сигнала, а для этого необходимо точное определение скорости света. Скорость света в атмосфере равна $c = c_0/n_в$, где c_0 — скорость света в вакууме, а $n_в$ — показатель преломления воздуха, зависящий от состояния атмосферы и от длины волны λ (сред. длина волны спектра светового сигнала). Немонохроматичность и изменение спектра сигнала, обусловленное, напр., изменением состояния атмосферы, приводят к погрешности в определении c света, и следовательно, измеряемого расстояния. Применение монохроматич. лазерного излучения с точно известной длиной волны позволяет исключить эту погрешность.

В лазерных светодальномерах благодаря малой расходимости лазерного луча (до 10—20″) можно достичь большой дальности действия. Так, светодальномер (СВВ-1М) с *газовым лазером* позволяет измерять расстояния до 20 *км* с точностью $\sim 10^{-6}$—10^{-8} в любое время суток. Дальность действия лазерных светодальномеров может быть достаточной для измерения расстояний до искусственных спутников Земли.

Особенно перспективны лазеры для измерения расстояний с помощью интерферометров (рис. 1). Параллельный пучок света от источника S падает на полупрозрачное зеркало A и расщепляется

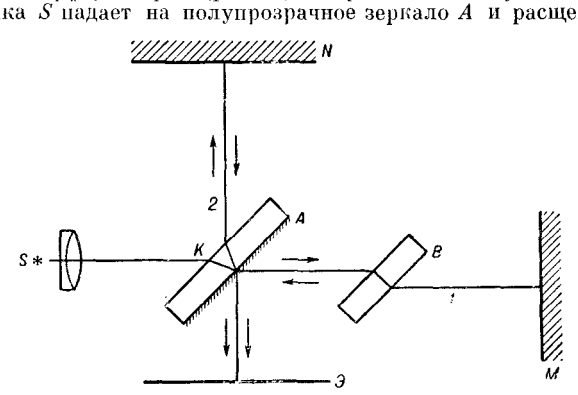


Рис. 1. Двухлучевой интерферометр Майкельсона, A — полупрозрачное, M и N — непрозрачные зеркала, B — прозрачная пластинка.

на два луча 1 и 2, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях вдоль плеч интерферометра l_1 и l_2. После отражения от непрозрачных зеркал M и N лучи вновь попадают на полупрозрачную поверхность зеркала A, и после на экран $Э$. При этом они интерферируют друг с другом при разности хода, равной $2(l_2 - l_1)$. На пути луча 2 помещают прозрачную пластинку B, к-рая является компенсатором; без нее луч 2 прошел бы слой стекла один раз, а луч 2 — три раза. На экране наблюдается интерференционная картина в виде системы полос или колец (см. *Интерференция*). Перемещение зеркала M микрометрич. винтом вдоль светового

луча приводит к перемещению колец. При сдвиге зеркала на расстояние $\lambda/2$ разность хода изменяется на λ, кольца стягиваются к центру и одно кольцо исчезает. Число колец определяет число длин волн λ, укладывающихся на измеренном расстоянии; зная λ, легко найти расстояние.

Макс. дальность лазерных интерферометров в основном зависит от флуктуаций показателя преломления воздуха $n_в$, напр. *гелий-неоновый лазер* позволяет наблюдать устойчивую интерференционную картину на расстоянии до 100 *м* с относительной ошибкой измерения расстояния $\sim 10^{-8}$. Точность измерения расстояний в этом случае ограничивается погрешностями, связанными с условиями распространения света в атмосфере (см. *Лазерная связь и локация*).

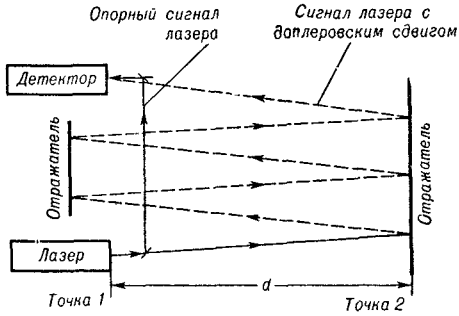


Рис. 2. Измерение деформаций сооружений с помощью эффекта Доплера.

Одной из задач инженерной геодезии является изучение деформаций сооружений. Для этого могут быть использованы лазерные интерферометры и прецизионные светодальномеры, а также приборы, действие к-рых основано на *Доплера эффекте*. Используя газовые лазеры с высокой стабильностью частоты (до 10^{-9}), можно

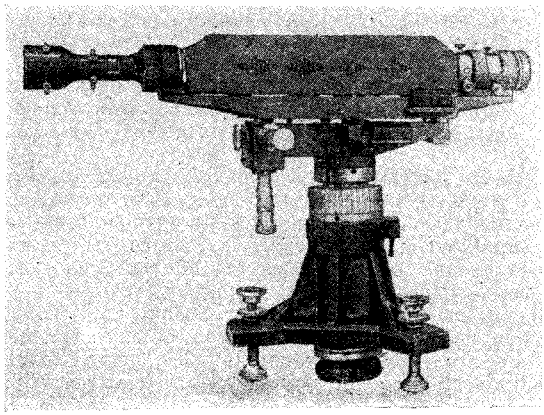


Рис. 3. Лазерный визир.

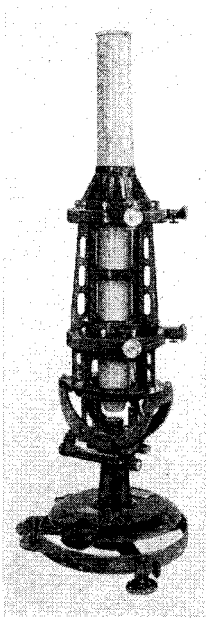


Рис. 4. Лазерный зенит-центрир.

определить скорость смещения объекта или его деформацию (рис. 2). В точке 1 располагается лазер, а зеркальный отражатель, на к-рый направляется излучение, закрепляется на исследуемом объекте на расстоянии d от лазера. При многократном прохождении (300 раз) луча в прямом и обратном направлениях фотодетектор позволяет регистрировать сдвиг частоты ~ 1 *гц*, что для $\lambda = 6328$ Å соответствует скорости смещения объекта ~ 30 Å/*сек*. При исследовании деформаций лазерным интерферометром Майкельсона одно плечо делают значительно длиннее другого, а для уменьшения влияния атмосферных флуктуаций в длинное плечо интерферометра помещается закрытая трубка, наполненная воздухом при атмосферном давлении.

Яркий, узконаправленный луч лазера является удобной линией, относительно к-рой можно производить измерения при производстве строительно-монтажных работ. Лазерный визир ЛВ-2 (рис. 3) на *гелий-неоновом лазере* (ОКГ-11), предназначенный для автоматич. задания направления и определения положения движущихся объектов, применяется для контроля проходческих щитов при строительстве тоннелей, для геодезич. съемки подкрановых путей, для проверки установки конвейеров роторных экскаваторов, для тригонометрического и геометрич. нивелирования и т. п. Вертикальную опорную линию создает лазерный зенит-центрир ЛЗЦ-1 (рис. 4), в к-ром совмещаются лазер и устройство, проектирующее луч с большой точностью вертикально вверх. Лазерные приборы позволяют вести непрерывный контроль за поведением конструкций и сооружений под нагрузкой.

Газовый лазер позволяет осуществить оптич. гироскоп (см. *Лазерный гироскоп*). Лазеры находят широкое применение для автоматизации геодезич. контроля (нивелирование профиля шоссейных дорог и аэродромов, контроль прокладки каналов, тоннелей), автоматизации контроля рихтовки железных дорог, контроля деформаций плотин. *А. С. Федоров.*

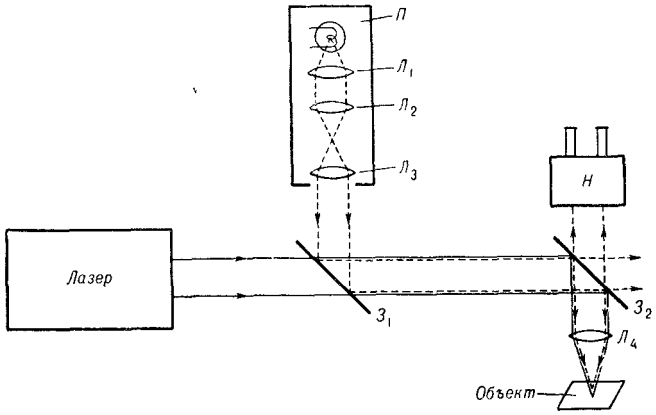
ЛАЗЕРЫ В МЕДИЦИНЕ. Высокая *монохроматичность* и направленность лазерного излучения позволяет фокусировать его с помощью линз и объективов в пятно чрезвычайно малой величины, приближающейся к его длине волны λ (см. *Лазер*). Острая фокусировка дает возможность облучать клетки, чувствительные к свету (напр., глазные ткани) и получать требуемый эффект при небольших энергиях лазерного излучения (десятых долей *дж*). Для объектов, мало чувствительных к свету и требующих мощного облучения по довольно значительной площади (злокачественные опухоли), возможно облучение с энергией от нескольких сотен до тысяч *дж*.

Действие света на живую ткань зависит от мощности светового потока и режима облучения. При использовании лазеров в непрерыв-

ном режиме преобладает, в основном, тепловое действие, к-рое проявляется в эффекте коагуляции (фотокоагуляции). В импульсном режиме, при длительности световой вспышки 10^{-8}—10^{-2} *сек* и энергии излучения 1—10^3 *дж*, действие излучения более сложно. Взаимодействие лазерного излучения с живой тканью носит взрывной характер и сопровождается тепловыми (коагуляцией) и электромагнитными процессами, а также образованием у д а р н ы х в о л н и упругих (ультразвуковых и звуковых) колебаний, распространяющихся от центра облучения к периферии. При мощности в импульсе $\sim 10^7$ *вт* возможен процесс ионизации.

Все эти механизмы взаимодействия проявляются в том, что лазерный луч пробивает, сваривает, выжигает и испаряет кости и мягкие ткани. В СССР и за рубежом проводятся исследования воздействия лазерного излучения на различные биологич. ткани. Получены результаты, к-рые показывают, что применение лазеров в медицине, особенно в офтальмологии, хирургии и онкологии, имеет большие перспективы.

В офтальмологии лазерное излучение с энергией 0,2—0,3 *дж* позволяет осуществить ряд сложных операций, не нарушая целостности самого глаза. Одной из таких операций является приварка и укрепление отслоившейся сетчатки с помощью коагуляционных спаек. Кроме того, лазерный луч применяют для выжигания злокачественных и доброкачественных глазных опухолей.



Лазерная пушка; $З_1$ — зеркало, полностью пропускающее излучение лазера и отражающее остальной свет, *П* — источник параллельной подсветки, $З_2$ — дихроичное зеркало, полностью отражающее излучение лазера и частично отражающее и пропускающее излучение источника параллельной подсветки, $Л_1$ — $Л_4$ — фокусирующие линзы, *Н* — система наблюдения.

В хирургии сфокусированный световой луч непрерывного лазера (мощностью до 100 *вт*) служит чрезвычайно острым и стерильным скальпелем, осуществляющим бескровные операции даже на печени и селезенке. Весьма перспективно использование непрерывных и импульсных лазеров для прижигания ран и остановки кровотечений у больных с пониженной свертываемостью крови. Благоприятные результаты получены и при исследовании способности импульсных

лазеров (с энергией в импульсе до 200 *дж*), соединять небольшие кровеносные сосуды, снабжающие кровью сердце и мозг, без остановки потока крови.

В онкологии выявлены злокачественные и доброкачественные опухоли, поддающиеся лечению при воздействии импульсного лазерного облучения. В основном это расположенные на поверхности кожи опухоли, типа меланомы, имеющие темный цвет и хорошо поглощающие лазерное излучение. Родимые пятна, татуировка, бородавки также выжигают при помощи лазерного облучения.

Лазерные установки, применяемые в медицине, удобны, надежны и безопасны при работе в операционной. Они сконструированы так, чтобы дать возможность хирургу облучать любой объект и перемещать луч в любом направлении. Набираемая при облучении больного доза (суммарная энергия облучения) фиксируется. Основная часть установки — л а з е р н а я п у ш к а (рис.). Лазерный луч проходит через зеркало $З_1$, отражается зеркалом $З_2$ и фокусируется линзой $Л_4$ на объект. Свет источника подсветки $П$ отражается зеркалами $З_1$ и $З_2$ и фокусируется линзой на объекте в ту же самую точку, в к-рую фокусируется лазерный луч. Световое пятно источника подсветки и результат воздействия лазерного излучения рассматриваются с увеличением с помощью системы наблюдения $Н$. Фокусировка лазерного излучения в нужную точку поверхности объекта осуществляется с помощью той же системы $Н$ по световому пятну от источника подсветки $П$. *Б. Н. Малышев.*

ЛАЗЕРЫ НА ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЯХ. Возможность осуществления *жидкостных лазеров* на растворах органических красителей была предсказана в 1964—65 гг. и экспериментально осуществлена в 1966 г. Источником оптич. накачки служили лазеры на рубине и неодимовом стекле (рис.). Позднее генерация была получена при возбуждении красителей светом обычных импульсных ламп. Коэфф. преобразования энергии накачки в энергию генерируемого излучения во многих случаях (напр., для красителей полиметинового ряда) достигает 50%. Из красителей, генерирующих видимый свет, наиболее эффективны п и р о н и н, р о д а м и н ы, т р и п а ф л а в и н, 3-а м и н о ф т а л а м и д (коэфф. преобразования ~ 15%). Растворителями обычно служат спирты, глицерин, серная кислота, вода и др.

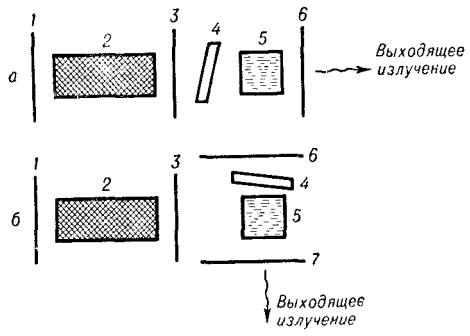


Схема продольного (*а*) и поперечного (*б*) лазеров на органических красителях; *1*, *3*, *6*, *7* — зеркала; *2* — рубин или неодимовое стекло; *4* — интерферометр Фабри — Перо; *5* — кювета с раствором красителя.

Основное достоинство Л. на о. к. — возможность получения генерации на любых частотах в видимой и ближней инфракрасной области спектра, плавное изменение (перестройка) частоты, безынерционность и дешевизна. Л. на о. к. хорошо работают в периодич.

режиме, причем нагрев активного вещества устраняется циркуляцией раствора через кювету, находящуюся в резонаторе. Большие коэфф. усиления позволяют использовать такие системы, как широкополосные *квантовые усилители света.*

Лит. 1) Степанов Б. И., Рубинов А. Н., Генерация растворов органических красителей, «Прикл. спектроскопия», 1967, т. 7, с. 506; 2) Степанов Б. И., Рубинов А. Н., Оптические квантовые генераторы на растворах органических красителей, «УФН», 1968, т. 95, с. 45. *Б. И. Степанов.*

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — свечение газов, жидкостей и твердых тел, возбуждаемое за счет любого вида энергии, кроме тепловой. В равновесном состоянии, когда распределение частиц вещества по *уровням энергии* определяется темп-рой (см. *Больцмана распределение*), все тела испускают *тепловое излучение.* Под действием света, электрич. тока, химич. реакций и др. агентов равновесие нарушается и новые частицы переводятся с нижних уровней на более высокие. В результате этого на нек-рых возбужденных уровнях энергии накапливается избыточное (по сравнению с равновесным) число частиц. Распределение же частиц по др. уровням при этом остается практически равновесным. Поэтому наряду с тепловым излучением появляется дополнительное свечение (избыточное над тепловым), наз. Л. При темп-рах, близких к комнатной или ниже ее, тепловое излучение тел в видимой области спектра пренебрежимо мало и глазом не обнаруживается. Поэтому наблюдаемое свечение холодных (ненагретых) тел, как правило, представляет собой Л. (холодное свечение).

Л. возникает при облучении ультрафиолетовыми и видимыми лучами (фотолюминесценция — в люминесцентных лампах), при прохождении электрич. тока (электролюминесценция — свечение рекламных трубок), при химич. реакциях (хемилюминесценция — свечение светлячков и гнилушек), под действием быстрых электронов (катодолюминесценция) и т. д. После окончания внешнего воздействия Л. затухает в течение нек-рого времени τ, наз. длительностью свечения. В зависимости от τ Л. условно делят на флуоресценцию ($\tau \lesssim 10^{-8}$ *сек*) и фосфоресценцию ($\tau \gtrsim 10^{-8}$ *сек*). Фотолюминесценцию характеризуют квантовым выходом (отношением числа испущенных фотонов к числу поглощенных) и энергетическим выходом (квантовый выход, умноженный на отношение частоты света Л. к частоте возбуждающего света).

Лит.: 1) Степанов Б. И., Апанасевич П. А., Классификация вторичного свечения, «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 7, вып. 4; 2) Принсейм П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; 3) Люминесценция, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 3, М., 1963, г. 31. *П. А. Апанасевич.*

М

МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД — переход микросистемы (атома, молекулы и др.), обладающей дипольным магнитным моментом, с одного магнитного уровня на другой во внешнем магнитном поле. См. *Зеемана эффект*, *Магнитный резонанс*, *Квантовый переход.*

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ — вектор, количественно описывающий магнитные свойства тела. М. м. $\boldsymbol{M}$ является мерой взаимодействия тела с внешним магнитным полем $\boldsymbol{H}$; с ним связана потенциальная энергия тела W в этом поле: $W = -HM_H$. Здесь M_H — проекция М. м. на направление $\boldsymbol{H}$.

М. м. макроскопич. тел обусловлен как движением свободных электрич. зарядов (в этом случае М. м. пропорционален силе тока и площади обтекаемого им контура), так и М. м. составляющих их микрочастиц. Кроме наведенного М. м., возникающего у всех атомов в результате электромагнитной индукции при изменении внешнего магнитного поля (см. *Диамагнетизм*), многие микрочастицы обладают постоянными М. м., т. е. подобны микроскопич. магнитным стрелкам. Магнитные свойства таких частиц, наз. парамагнитными (см. *Парамагнетизм*), могут быть обусловлены орбитальным движением электронов (орбитальный М. м., аналогичный М. м., создаваемому замкнутым контуром, по к-рому протекает электрич. ток) и внутренним (собственным) движением микрочастиц, наз. *спином*. М. м. свободных «элементарных» частиц, напр. электрона, протона, нейтрона, обусловлены только спином. Спин и спиновый М. м. неизменны для каждого сорта «элементарных» частиц, так же как и их электрич. заряд и масса. Спиновый М. м. электрона, равный $9{,}28 \cdot 10^{-21}$ *эрг/гс*, наз. магнетоном Бора и часто служит единицей измерения М. м. Спиновые М. м. протона и нейтрона примерно в 2000 раз меньше магнетона Бора.

Орбитальный и спиновый М. м. микрочастиц пропорциональны их механич. моментам количества движения. В атоме, где полный момент количества движения складывается из орбитальных механич. моментов и спинов электронов, а также спина ядра, полный М. м. также является векторной суммой орбитальных и спиновых М. м. всех частиц, составляющих атом. Результатом этого сложения может быть и взаимная компенсация — тогда атом в целом вообще не будет обладать постоянным М. м. (т. е. будет диамагнитен).

М. м. парамагнитной микрочастицы, находящейся во внешнем магнитном поле, не может быть ориентирован произвольно: величина его проекции на направление поля может принимать лишь неск. определенных значений (их число зависит от момента количества движения частицы). В соответствии с этим магнитное поле расщепляет энергетич. уровень парамагнитной частицы на магнитные подуровни. См. *Зеемана эффект*, *Электронный парамагнитный резонанс.*

В. А. Ацаркин.

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — общее название группы физ. явлений, в основе к-рых лежит избирательное поглощение или излучение электромагнитных волн определенной длины веществом, помещенным в магнитном поле. М. р. обусловлен тем, что электромагнитные волны поглощаются или излучаются микрочастицами

(атомами, молекулами, ионами), обладающими *магнитным моментом*, т. е. ведущими себя в магнитном поле подобно микроскопическим постоянным магнитикам. Энергия $\mathscr{E}$ этих частиц в магнитном поле зависит от ориентации их магнитных моментов, к-рые могут принимать, в соответствии с законами квантовой механики, лишь неск. определенных направлений относительно магнитного поля, напр. в простейшем случае «по» полю и «против» поля. Изменение ориентации магнитного момента частицы в магнитном поле, а следовательно, и изменение ее энергии, происходит скачкообразно. Если оно связано с поглощением или излучением кванта электромагнитной энергии, то энергия кванта $h\nu$ должна соответствовать разности энергии $\Delta\mathscr{E}$ частицы до и после скачка: $h\nu = \Delta\mathscr{E}$ (ν — частота электромагнитных колебаний, h — *Планка постоянная*). В результате поглощение и излучение электромагнитных волн происходит только на вполне определенных частотах, т. е. носит р е з о н а н с н ы й характер.

В зависимости от природы магнитного момента частиц различают *электронный парамагнитный резонанс*, наблюдаемый, когда магнитный момент атомов или молекул обусловлен магнитным моментом электронов, входящих в их состав, и *ядерный магнитный резонанс*, обусловленный магнитными моментами атомных ядер. К более сложным явлениям относятся ф е р р о- и а н т и ф е р р о м а г н и т н ы е р е з о н а н с ы (см. *Ферриты*), а также я д е р н ы й к в а д р у п о л ь н ы й р е з о н а н с. *В. А. Ацаркин.*

МАЗЕР (maser) — любой прибор радиодиапазона, в к-ром используется *вынужденное излучение* атомов или молекул. Слово «М.» составлено из начальных букв основных слов английской фразы: microwave amplification by stimulated emission of radiation, что означает «усиление радиоволн в результате вынужденного излучения». К М. относят, в частности, парамагнитные *квантовые усилители*, *молекулярные генераторы* и др. активные *квантовые стандарты частоты*. См. также ст. *Квантовая электроника.*

А. В. Францессон.

МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА РАССЕЯНИЕ — рассеяние света на неоднородностях среды, создаваемых тепловыми колебаниями плотности или звуковыми волнами. Предсказано и обнаружено одновременно Л. И. Мандельштамом (СССР) и Л. Бриллюэном (США). Обычно М. — Б. р. наблюдают на тепловых колебаниях плотности вещества. Эти колебания можно представить как набор плоских звуковых волн широкого диапазона частот, распространяющихся во всевозможных направлениях. Каждая плоская звуковая волна, точнее последовательность ее волновых фронтов подобна *дифракционной решетке*, т. к. в местах повышенной плотности показатель преломления среды больше, чем в местах разрежения. При наблюдении под углом Θ к пучку падающего света длины волны λ всегда найдется решетка с подходящим периодом, обеспечивающая макс. отклонение света под этим углом (рис., *а*). Длина соответствующей звуковой волны Λ определяется условием:

$$2\Lambda \sin\frac{\Theta}{2} = \frac{\lambda}{n},$$

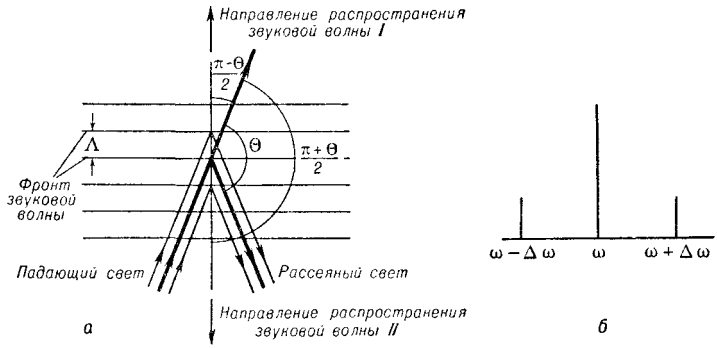
где n — средний показатель преломления среды.

Из всех плоских звуковых волн, составляющих тепловые колебания вещества, в рассеянии света под углом Θ участвуют только

две. Одна из них *I* распространяется под острым углом $(\pi - \Theta)/2$, вторая *II* — под тупым углом $(\pi + \Theta)/2$ к направлению падающего света. Для волны *I* частота рассеянного света вследствие *Доплера эффекта* будет меньше (дифракционная решетка движется от наблюдателя) частоты ω падающего на вещество света на величину:

$$\Delta\omega = \omega \cdot 2n \frac{v}{c} \sin \frac{\Theta}{2},$$

где c — скорость света в вакууме, v — скорость распространения звуковых волн, $\omega = 2\pi\lambda/c$. Для звуковой волны *II*, движущейся к наблюдателю, частота рассеянного света будет выше на ту же величину $\Delta\omega$. Поэтому наблюдатель под углом Θ к падающему световому лучу будет видеть две световые компоненты (2 спектральные линии), смещенные по частоте относительно частоты падающего света на величину $\Delta\omega$ (рис., *б*). Ширина спектральных линий рассеянного света определяется затуханием звуковой волны: каждая компонента тем шире, чем больше затухание звуковой волны (пропорциональное вязкости среды).



При распространении в среде монохроматической световой волны частоты ω она «возбуждает» в среде рассеянный свет, содержащий две компоненты, отличающиеся по частоте на величину $\Delta\omega$, зависящую от угла θ между падающим лучом и направлением наблюдения.

На языке квантовой физики М. — Б. р. можно описывать как рассеяние *фотонов* частоты ω на фононах (частицах, соответствующих звуковой волне так же, как фотоны соответствуют световой волне), движущихся в направлении распространения звуковой волны со скоростью v и имеющих энергию $\hbar\omega/2\pi$. При рассеянии на фононах, движущихся в направлении волны *I*, фотон частоты ω исчезает, преобразуясь в фонон частоты $\Delta\omega$ и фотон частоты $\omega - \Delta\omega$. Рассеяние на фононах, движущихся в направлении волны *II* соответствует преобразованию фонона с частотой $\Delta\omega$ и фотона с частотой ω в фотон с частотой $\omega + \Delta\omega$.

Если интенсивность падающего света велика, то в результате М. — Б. р. увеличится количество фононов, движущихся под острым углом к падающему световому лучу, а следовательно, возрастает также количество фотонов с частотой $\omega - \Delta\omega$. Вероятность рассеяния, пропорциональная числу фононов (т. е. амплитуде звуковой волны), возрастает, рождение фононов и фотонов рассеянного

света происходит интенсивнее. При этом интенсивность звуковой волны, распространяющейся под углом $(\pi - \theta)/2$ к падающему свету, и компоненты рассеянного света с частотой $\omega - \Delta\omega$ лавинообразно нарастают. Такой процесс наз. вынужденным Мандельштама — Бриллюэна рассеянием. Наблюдение М. — Б. р. как вынужденного, так и спонтанного (на тепловых колебаниях среды), широко применяется для исследования различных свойств вещества: скорости распространения и затухания звуковых волн в веществе, структуры молекул, межмолекулярных взаимодействий и т. д. См. также *Нелинейная оптика*, 3.

Лит.: 1) Мандельштам Л. И., К вопросу о рассеянии света неоднородной средой, Полн. собр. трудов, т. 1, М., 1948, с. 280; 2) Фабелинский И. Л., Некоторые вопросы молекулярного рассеяния света в жидкостях, «УФН», 1957, т. 63, вып. 2, с. 355; его же, Некоторые результаты экспериментального исследования тонкой структуры линии рэлеевского рассеяния света в жидкостях с различной вязкостью, там же, 1962, т. 77, вып. 4, с. 649.

Ю. Г. Хронопуло.

МЕТАСТАБИЛЬНЫЙ УРОВЕНЬ — возбужденный уровень энергии атома, молекулы или др. квантовой системы, с которого излучательные *квантовые переходы* на более низкие уровни энергии запрещены. Благодаря этому время жизни на М. у. велико по сравнению с обычными временами жизни возбужденных уровней. При строгом запрете и отсутствии безызлучательных переходов система могла бы оставаться на М. у. неограниченно долго. Пример М. у. — первые возбужденные уровни атома He с энергиями возбуждения 19,82 *эв* (триплетный S-уровень) и 20,61 *эв* (синглетный S-уровень). Накопление атомов на М. у. (метастабильные атомы) играет существенную роль в *газовых лазерах*. Напр., метастабильные атомы He отдают при столкновениях свою энергию возбуждения атомам Ne и способствуют их возбуждению и созданию в Ne *инверсии населенностей*.

МЕТРОЛОГИЯ — наука, занимающаяся разработкой методов измерения различных величин (длины, веса, времени, электрич. сопротивления и т. д.), изучением погрешностей измерения калибровкой мер и измерительных приборов и т. д.

МИКРОВОЛНЫ — принятое за рубежом обобщенное название дециметровых и сантиметровых и иногда миллиметровых волн, т. е. волн диапазона *сверхвысоких частот* (СВЧ).

МИКРОСИСТЕМА — система, состоящая из конечного числа элементарных частиц (электроны, протоны, нейтроны), взаимодействующих друг с другом, напр. атомное ядро, атом, молекула, кристалл.

МНОГОФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — исследование спектров многофотонного поглощения электромагнитного излучения (см. *Многофотонные процессы*). В ряде веществ существуют такие возбужденные *уровни энергии*, на к-рые атом переходит лишь под действием неск. фотонов и не может перейти под действием одного фотона. Эти переходы исследуются, напр., для получения новых данных об энергетич. спектрах кристаллов. См. *Нелинейная оптика*.

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ — процессы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, при к-рых в каждом элементарном акте одновременно излучаются или поглощаются неск. фотонов. В нек-рых М. п. одновременно одни фотоны поглощаются, а другие излучаются. Простейшие М. п. схематически изображены на рис. 1. При двухфотонном поглощении (рис. 1, *а*)

одновременно поглощаются два фотона, а частица вещества (атом, молекула) переходит с основного (невозбужденного) уровня $\mathscr{E}_1$ на возбужденный уровень $\mathscr{E}_2$. При двухфотонном испускании (рис. 1, *б*) возбужденная частица переходит в основное состояние, одновременно испуская два фотона на частотах ν_1 и ν_2. В элементарном акте *комбинационного рассеяния* (рис. 1, *в*) частица с энергией $\mathscr{E}_1$, одновременно поглощая фотон частоты $h\nu_1$ и испуская фотон частоты ν_2, оказывается в возбужденном состоянии $\mathscr{E}_2$. При трехфотонном комбинационном рассеянии переход частицы с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_2$ сопровождается поглощением двух (рис. 1, *г*) или одного (рис. 1, *д*) фотона и испусканием одного или двух фотонов. В каждом элементарном акте М. п. выполняется закон сохранения суммарной энергии частиц и электромагнитного излучения.

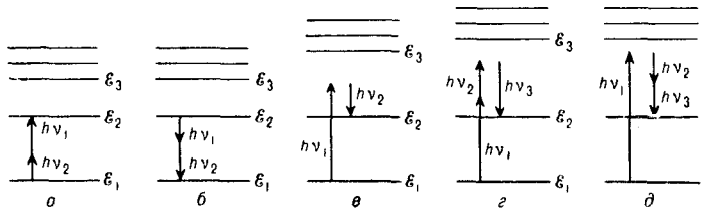


Рис. 1.

Более сложными М. п. являются, напр., *многофотонный фотоэффект* и многофотонная ионизация. В первом случае, поглотив одновременно неск. фотонов, падающих на вещество, электрон приобретает энергию, достаточную для выхода из вещества. Во втором случае поглощение атомом неск. фотонов приводит к отрыву электрона от атома — ионизации.

Вероятность М. п. тем меньше, чем бо́льшее число фотонов участвует в элементарном акте. Напр., если переход частицы из возбужденного состояния в основное с испусканием одного фотона (однофотонное, или резонансное излучение) может происходить в среднем через каждые $10^{\,7}$—$10^{\,8}$ *сек*, то переход с испусканием двух фотонов может происходить не чаще, чем раз в 10^{-3} *сек*. То же самое имеет место при переходах с поглощением фотонов. Поэтому для наблюдения двухфотонных процессов необходимо создать бо́льший поток фотонов, чем для наблюдения однофотонных процессов; при наблюдении трехфотонных процессов поток энергии падающего света должен быть еще больше и т. д. Напр., комбинационное рассеяние (двухфотонное) было открыто Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом в 1928 г. при облучении вещества светом ртутной лампы, а наблюдение трехфотонного рассеяния (рис. 1, *г*) и многофотонной ионизации стало возможным только после создания *лазеров*. Сейчас можно наблюдать ионизацию атомов ксенона в результате поглощения 7 фотонов рубинового лазера, ионизацию атомов криптона (8 фотонов), аргона (9 фотонов) и ряда др. газов.

Каждый фотон, возникающий в результате М. п., может испускаться либо самопроизвольно (спонтанно), либо вынужденно. Напр., полная вероятность комбинационного рассеяния равна

$An_1(n_2+1) = An_1 + An_1n_2$, где n_1 и n_2 — числа фотонов на частотах ν_1 и ν_2 (рис. 1, *в*), A — постоянная величина, зависящая от свойств вещества, An_1 — вероятность спонтанного, An_1n_2 — вынужденного испускания на частоте ν_2. Обе эти вероятности пропорциональны числу n_1 падающих на вещество фотонов частоты ν_1. Аналогично этому, в любых М. п. вероятности вынужденного и спонтанного испускания на каждой из частот зависят от числа фотонов всех остальных частот, участвующих в М. п.

Вероятность М. п. зависит от структуры вещества. Для каждого М. п. существует своя постоянная, аналогичная A в комбинационном рассеянии. Эта величина определяется свойствами всех уровней энергии вещества, в отличие от однофотонных процессов, вероятность к-рых определяется свойствами только тех состояний, между к-рыми происходит переход (см. *Квантовый переход*). В случае двухфотонных процессов, напр., вероятность тем более, чем больше в энергетич. спектре содержится уровней, с каждого из к-рых разрешены интенсивные излучательные переходы на оба уровня $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$. Вероятность М. п. увеличивается при приближении частот фотонов к резонансным значениям, напр., для комбинационного рассеяния при $h\nu_1 = \mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_1$, $h\nu_2 = \mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_2$ (рис. 1, *в*). Поэтому, хотя в М. п. могут участвовать фотоны с любыми частотами, для к-рых выполняется закон сохранения энергии, вероятности М. п. для различных частот различны. Существуют такие энергетич. уровни, между к-рыми однофотонный переход запрещен, а двухфотонный переход разрешен.

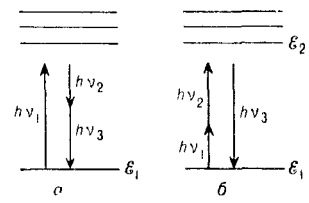


Рис. 2.

Нелинейные свойства вещества, в результате к-рых изменяется спектр проходящего через него света (см. *Нелинейная оптика*, 4), определяются совокупностью М. п., возможных в этом веществе. Напр., пригодность вещества для удвоения и параметрич. деления частоты электромагнитной волны зависит от возможности в нем трехфотонных процессов, показанных на рис. 2. В отличие от М. п., изображенных на рис. 1, здесь частица после элементарного акта остается в исходном энергетич. состоянии. Такие М. п. интенсивно протекают только в случае облучения вещества когерентным светом (см. *Когерентность*). Поэтому они наз. когерентными, или параметрическими (см. *Параметрический генератор света*). В отличие от них, М. п., изображенные на рис. 1, наз. некогерентными.

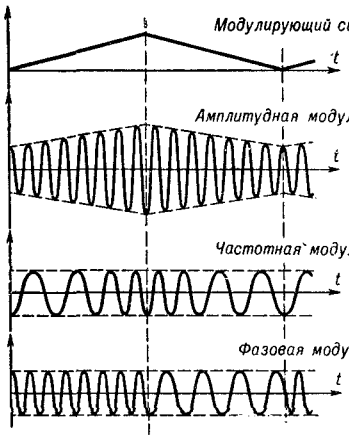
М. п. используются для получения данных о микроскопич. характеристиках вещества (энергетич. спектр, *время жизни* на уровне и т. д.). Напр., двухфотонные процессы дают возможность обнаружить в веществе уровни, однофотонный переход между к-рыми запрещен, напр., уровни, соответствующие симметричным (относительно центра тяжести) колебаниям молекул. Эти колебания не создают дипольного момента и поэтому молекулы не поглощают света, частота к-рого равна частоте колебаний. Однако вероятность комбинационного рассеяния света на таких колебаниях велика, что позволяет исследовать структуру колебательного спектра молекул.

Большая мощность лазерного излучения позволяет наблюдать вынужденные М. п., к-рые в свою очередь используются для создания новых источников когерентного света (генераторов гармоник, комбинационных частот и т. п.). С помощью когерентных М. п. в последнее время созданы перестраиваемые по частоте параметрические генераторы света. *Ю. Г. Хронопуло.*

МНОГОФОТОННЫЙ ФОТОЭФФЕКТ — отрыв электронов от атома в результате одновременного поглощения неск. фотонов. Число фотонов с энергией $h\nu$ (h — постоянная Планка, ν — частота света), необходимое для ионизации атома, равно $N = A/h\nu$, где A — работа отрыва. Если $h\nu < A$, то обычный (о д н о ф о т о н н ы й) фотоэффект невозможен, а возможен лишь М. ф. Однако вероятность М. ф. мала́ по сравнению с однофотонным. Поэтому наблюдение М. ф. стало возможным лишь после создания мощных лазеров. При двухфотонном фотоэффекте величина тока, возникающего в фотоэлементе, пропорциональна квадрату мощности лазерного излучения. М. ф. может играть большую роль в явлении пробоя вещества в поле мощной лазерной волны. См. *Лазерное излучение*, *Многофотонные процессы*. *А. П. Сухоруков.*

МОДА (т и п к о л е б а н и я) — собственное колебание резонатора. См. *Объемный резонатор*, *Открытый резонатор*, *Волновод*.

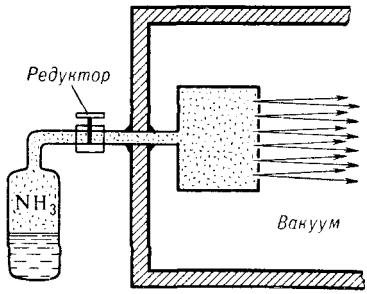
МОДУЛЯЦИЯ — изменение по заданному закону величин, характеризующих какой-либо физ. процесс. М. гармонич. электромагнитных колебаний применяется при передаче по радио сигналов (звука, изображения и др.). Возможна М. амплитуды, частоты и фазы колебания (а м п л и т у д н а я М., ч а с т о т н а я М., ф а з о в а я М.). При этом амплитуда, фаза или частота колебания меняются периодически с частотой, по крайней мере в 10 раз меньшей частоты модулируемого колебания (н е с у щ е й ч а с т о т ы, см. рис.). М. процессов, к-рые сами по себе нерегулярны, применяется, напр., в *клистроне*, где модулируется скорость электронов в электронном потоке. В *радиоспектроскопах* модулируется постоянное магнитное поле, определяющее частоту *магнитного резонанса*. Закон М. может быть различным — пилообразным, синусоидальным, импульсным и т. п. *В. И. Зубков.*



Амплитудная, частотная и фазовая модуляции колебаний при пилообразной форме модулирующего сигнала.

МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ — метод получения одиночных коротких лазерных импульсов большой мощности, при к-ром добротность оптического резонатора лазера быстро увеличивается от небольших начальных значений до очень больших величин. М. д. осуществляется вращением призм или зеркал или же с помощью нелинейных просветляющихся фильтров (см. *Лазер*).

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ И АТОМНЫЕ ПУЧКИ — направленные потоки молекул или атомов в вакууме, движущихся практически без столкновений друг с другом и с молекулами остаточных газов вакуумной камеры. М. и а. п. применяются для исследования спектров излучения и поглощения атомов и молекул, как в оптич. диапазоне, так и в радиодиапазоне (см. *Радиоспектроскопия*), а также в квантовой электронике, т. к. они позволяют получить наиболее узкие спектральные линии атомов и молекул. Малая ширина спектральных линий объясняется гл. обр. отсутствием соударений молекул или атомов между собой и со стенками аппаратуры. Кроме того, в пучковых *квантовых стандартах частоты* спец. подбор типа электромагнитных колебаний в *объемном резонаторе* и направления движения частиц через резонатор позволяет также избавиться и от доплеровского уширения (см. *Доплера эффект*). В результате ширина спектральной линии определяется, в основном, временем пролета частиц через резонатор.



Источник пучка молекул аммиака.

Устройство для формирования М. и а. п. показано на рис. на примере молекул аммиака. Аммиак из баллона, где он находится под высоким давлением, через редуктор попадает по трубке в небольшую (~ 1—2 *см*^{3}) камеру, передняя стенка к-рой имеет вид сита. Эта камера наз. источником пучка. Молекулы газа хаотически движутся в источнике, сталкиваясь между собой и со стенками. Часть молекул, летящих к передней стенке, вылетает через отверстие наружу. Если при этом длина свободного пробега молекул в источнике l (l — среднее расстояние, которое молекула пролетает между двумя последовательными столкновениями) больше диаметра отверстия, то молекулы вылетают из источника, не сталкиваясь между собой. Для того чтобы все отверстия формировали свои пучки независимо друг от друга, необходимо, чтобы расстояние между ними также было больше l. Необходимое соотношение между размерами отверстий и длиной свободного пробега достигается подбором давления в источнике. Направленность М. и а. п. существенно повышается, если вместо отверстий в передней стенке источника используются тонкие и длинные каналы. В этом случае l должно быть сравнимо с длиной канала.

Лит.: 1) Смит К. Ф., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1959; 2) Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968. *В. В. Григорьянц.*

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЧАСЫ — часы, ход к-рых контролируется молекулярным стандартом частоты. См. *Квантовые часы*, *Квантовые стандарты частоты*, 2, 3.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР — квантовый генератор, в к-ром активной средой является молекулярный газ или молекулярный пучок. М. г. на пучке молекул аммиака был первым квантовым устройством. См. *Квантовая электроника*, 3; *Квантовые стандарты частоты*, 3.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ — стандарт частоты, использующий в качестве *репера частоты* спектральную линию молекулы, напр. молекулы аммиака. См. *Квантовые стандарты частоты*, 2, 3.

МОНОХРОМАТИЧНОСТЬ — степень близости колебаний к идеальным колебаниям, имеющим вид: $X = A \cos(\omega t + \varphi)$, где амплитуда A, частота ω и фаза φ не зависят от времени t. Реальные колебания и волны не являются идеально монохроматическими. Немонохроматич. колебание можно представить в виде суммы (конечного или бесконечного числа) идеальных монохроматич. колебаний. Чем выше М., тем в меньшем интервале частот группируются частоты его монохроматич. составляющих. Термин «М.» первоначально появился в оптике, а затем был распространен на колебания и волны любой природы и длины волны (акустической волны, радиоволны и т. д.). Наряду с М. сохранились и др. эквивалентные термины — «гармоничность», «синусоидальность», «монотонность» и др.

А. В. Францессон.

Н

НАКАЧКА — процесс нарушения равновесного распределения микрочастиц (электронов, атомов, молекул) по их *уровням энергии* под действием *внешнего электромагнитного излучения* или постоянного электрич. тока (либо напряжения). Н. может перевести вещество из состояния теплового равновесия, когда оно поглощает излучение, в активное состояние, когда вещество может усиливать и генерировать излучение. См. *Квантовая электроника*, 5.

НАСЕЛЕННОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО УРОВНЯ — число частиц в 1 $см^3$ вещества, находящихся на данном энергетич. уровне. Точнее, Н. э. у. — число частиц на данном уровне, деленное на число различных квантовых состояний, обладающих одинаковой энергией, равной энергии уровня. См. *Уровни энергии*.

НАСЫЩЕНИЕ КВАНТОВОГО УСИЛИТЕЛЯ — прекращение роста выходного сигнала с возрастанием мощности входного сигнала. См. *Квантовый усилитель*, *Насыщения эффект*.

НАСЫЩЕНИЯ ЭФФЕКТ — уменьшение интенсивности спектральной линии (поглощения или *вынужденного излучения*) при увеличении мощности падающего на вещество внешнего электромагнитного излучения. Причиной Н. э. является выравнивание населенностей двух уровней энергии, между к-рыми под действием излучения происходят вынужденные *квантовые переходы* «вверх» (поглощение) и «вниз» (вынужденное излучение). Слабая электромагнитная волна, поглощаясь веществом, не нарушает равновесного распределения частиц по *уровням энергии*, при к-ром верхний уровень $\mathscr{E}_{\text{в}}$ населен меньше, чем нижний уровень $\mathscr{E}_{\text{н}}$. При этом поглощается определенная доля энергии электромагнитной волны, пропорциональная разности населенностей уровней $\Delta N = N_{\text{н}} - N_{\text{в}}$, независимо от мощности волны. По мере увеличения мощности электромагнитного излучения P вынужденные переходы происходят чаще, т. е. их вероятность увеличивается. Когда вероятность вынужденных переходов становится сравнимой с вероятностью *релаксационных переходов*, распределение частиц по уровням энергии нарушается. Электромагнитная волна уменьшает разность *населенностей* ΔN двух уровней $\mathscr{E}_{\text{в}}$, $\mathscr{E}_{\text{н}}$. Это объясняется равенством вероятностей поглощения и вынужденного излучения.

При еще более мощной электромагнитной волне, когда вероятность вынужденных переходов значительно превышает вероятность релаксационных переходов, разность населенностей верхнего и нижнего уровней приближается к нулю $\Delta N = 0$. В такой же мере уменьшается и доля мощности электромагнитного излучения, поглощаемого веществом. Абс. величина поглощаемой мощности при этом, однако, не падает до нуля, а непрерывно увеличивается, стремясь к нек-рому пределу. Этот предел определяется скоростью, с к-рой возбужденные частицы могут отдавать свою энергию окружающей среде или, др. словами, скоростью релаксации. Можно сказать, что «канал передачи энергии» от частиц к окружающей среде имеет ограниченную пропускную способность. Заполнение или насыщение этого канала вызывает уменьшение доли электромагнитной мощности, поглощаемой веществом. Интенсив-

ность спектральной линии поглощения уменьшается, линия насыщается.

В случае активного вещества с *инверсией населенностей* ($N_в > N_н$), когда вынужденное излучение преобладает над поглощением, Н. э. приводит к уменьшению мощности вынужденного излучения. Н. э. играет большую роль в квантовой электронике, т. к. он ставит предел величине усиления в квантовых усилителях и ограничивает амплитуду колебаний в *квантовых генераторах*. С др. стороны, Н. э. используется в квантовой электронике для создания инверсии населенностей в трехуровневой системе (см. *Квантовый усилитель*). Неожиданное применение Н. э. нашел в лазерной технике, где он используется для т. н. модуляции добротности оптических резонаторов с помощью просветляющихся фильтров. См. *Лазер*. *А. В. Францессон.*

НЕВЗАИМНЫЕ ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА, служат для обеспечения передачи электромагнитной волны *сверхвысоких частот* в одном заданном направлении. Они представляют собой систему *волноводов*, один из к-рых заполнен ферритом. Направление распространения электромагнитных волн в такой системе зависит от величины и направления постоянного магнитного поля, приложенного к ферриту. Различают вентили, фазовращатели, циркуляторы, модуляторы, переключатели, выключатели. См. *Ферриты*.

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ — величина, характеризующая нелинейные оптич. свойства среды. Поляризация $\mathcal{P}$ среды в электрич. поле E пропорциональна полю: $\mathcal{P} = \varkappa E$, где $\varkappa$ наз. диэлектрич. восприимчивостью. В сильных полях поляризация зависит от поля более сложным образом: $\mathcal{P} = \varkappa E + \varkappa_1 E^2 + \varkappa_2 E^3 + \ldots$ Коэфф. $\varkappa$ наз. Н. в. разных порядков. Н. в., как и линейная восприимчивость, обладает дисперсией, т. е. зависит от частоты. Н. в. различных порядков определяются микроскопич. структурой среды (см. *Нелинейная оптика*, 4).

НЕЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — часть вектора поляризации среды $\mathcal{P}$, остающаяся после выделения из него линейной части (пропорциональной электрич. полю E). В полях, меньших внутриатомных $E \ll E_а$, Н. п. можно представить в виде ряда:

$$\mathcal{P}^{НЛ} = \varkappa_2 E^2 + \varkappa_3 E^3 + \ldots ,$$

где $\varkappa$ наз. нелинейными восприимчивостями различных порядков. Первый член $\mathcal{P}^2 = \varkappa_2 E^2$ наз. квадратичной поляризацией, второй — кубической и т. д. Возникновение Н. п. связано с тем, что под действием сильного электрич. поля световой волны вынужденные колебания электронов в атоме перестают быть гармоническими. Н. п. может появляться и при др. механизмах поляризации среды, напр. при ориентации в электрич. поле дипольных молекул жидкости, при взаимодействии света с акустич. волнами и т. п. См. *Нелинейная оптика*, 4. *А. П. Сухоруков.*

НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ — *рефракция* света в нелинейной среде, обусловленная зависимостью показателя преломления среды от интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*).

НЕЛИНЕЙНАЯ СРЕДА — среда, в к-рой распространение света зависит от интенсивности (амплитуды) световой волны. В Н. с. не выполняется принцип суперпозиции: волны распространяются не независимо, а взаимодействуют между собой,

обмениваясь энергией (см. *Нелинейная оптика*, 1). Вследствие этого в Н. с. возбуждаются волны, отличающиеся частотами и направлением распространения от падающей волны. Среда, линейная в обычных условиях, т. е. при обычных интенсивностях света, становится нелинейной, когда напряженность электрич. поля световой волны сравнима с внутриатомным электрич. полем E_a. Для атома водорода $E_a \sim 5 \cdot 10^9$ *в/см*. Оптич. свойства Н. с. описываются, помимо обычной (линейной) поляризации, также и *нелинейной поляризацией* или *нелинейной восприимчивостью*. В соответствии с этим ур-ние, описывающее распространение световых волн в Н. с., становится также нелинейным. *А. П. Сухоруков.*

НЕОБЫКНОВЕННАЯ ВОЛНА (необыкновенный луч) — линейно поляризованная волна, возбуждающаяся в анизотропной среде (напр., в анизотропном кристалле), скорость распространения к-рой зависит от направления. Н. в. не подчиняется обычному закону преломления. Подробнее см. *Двойное лучепреломление*, *Ферриты*.

НЕОДИМОВОЕ СТЕКЛО — стекло с примесью атомов неодима, Nd, являющееся распространенным лазерным материалом. См. *Лазер*, 4.

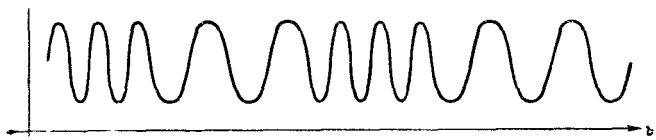
НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ спектральной линии — уширение спектральной линии, вызванное наложением неск. различных спектральных линий. См. *Ширина спектральных линий*.

НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ СООТНОШЕНИЕ — одно из основных положений квантовой механики, согласно к-рому координата и импульс, энергия и время, а также др. пары динамич. величин, характеризующих состояние микрочастицы, не могут одновременно иметь точно определенные значения. Если, напр., электрон в данном состоянии имеет определенный импульс p (количество движения), то его координата x в направлении импульса p полностью определена. Это можно сформулировать так: мера неопределенности координаты Δx бесконечна. Если координата имеет определенное значение, то импульс полностью неопределенен — его мера неопределенности Δp бесконечна. Если же электрон находится в таком состоянии, что его координата x неопределенна в нек-рых конечных пределах Δx (напр., когда электрон связан с определенным атомом, имеющим линейные размеры $\sim \Delta x$), то его импульс в этом состоянии имеет неопределенность $\Delta p > \hbar/\Delta x$, так что:

$$\Delta p \cdot \Delta x > \hbar, \qquad (1)$$

где величина $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ — квант действия, равный $1{,}06 \cdot 10^{-27}$ *эрг/сек* (см. *Планка постоянная*).

Понятие «неопределенной величины» встречается не только в квантовой механике, но и в классич. физике. Так, у волны, с изменяющейся частотой длина волны неопределенна (рис.). Меру



неопределенности длины волны $\Delta\lambda$ можно определить, пропустив эту волну через спектрометр. Тогда окажется, что полученный спектр содержит различные длины волн в интервале $\sim \Delta\lambda$.

Согласно квантовой механике, аналогичный смысл имеет и неопределенность координаты Δx атомарного электрона. Пока электрон принадлежит атому, неопределенность его координаты сравнима с линейными размерами атома; *электрон* как бы «размазан» по атому. Эту неопределенность координаты электрона нельзя истолковать только в том смысле, что ее невозможно точно измерить; координата атомного электрона $\sim$ объективно неопределенна, движение электрона в атоме не происходит по траектории. Величину этой неопределенности можно оценить наблюдая, напр., рассеяние на атомарных электронах гамма-лучей, длина волны к-рых во много раз меньше размеров атома. Произведя ряд таких опытов со множеством атомных электронов, находящихся в одном и том же энергетич. состоянии, можно рассчитать затем координаты мест их столкновений с гамма-квантами и получить статистич. распределение возможных значений координаты атомного электрона. При этом определяется не только величина разброса Δx значений координаты, но и вероятность различных значений x.

Кроме Н. с., между координатой и импульсом микрочастиц (электрона, атома и т. д.) существуют Н. с. и между др. динамич. величинами. Для квантовой электроники особенно важное значение имеет Н. с. для энергии $\mathscr{E}$ и времени t. Энергия электрона имеет определенные значения лишь в стационарных, неизменных во времени, квантовых состояниях (см. *Уровни энергии*). *Время жизни* Δt частицы в таких состояниях неограниченно: $\Delta t \to \infty$. Если же частица находится в состоянии, где ее энергия имеет неопределенность $\Delta\mathscr{E}$, то ее время жизни в таком состоянии $\Delta t > \frac{\hbar}{\Delta\mathscr{E}}$, т. е.:

$$\Delta\mathscr{E} \cdot \Delta t > \hbar. \qquad (2)$$

Неопределенность энергии в данном состоянии обычно наз. *шириной уровня*. Время жизни частицы Δt в этом состоянии является обратной вероятности A перехода электрона из данного состояния в к.-л. другое, $A = \frac{1}{\Delta t}$. Т. о., из Н. с. для энергии и времени следует зависимость между т. н. естественной шириной данного энергетич. уровня и вероятностью перехода на др. уровни. Все возбужденные состояния атома, молекулы и т. д. имеют свою естественную ширину уровня. Измерение ширины уровня, т. е. неопределенности энергии $\Delta\mathscr{E}$ в данном состоянии может быть произведено по *ширине спектральных линий*, т. е. по статистич. разбросу значений энергий фотонов, испускаемых атомами при переходах из данного состояния в другие (см. *Квантовый переход*).

Н. с. для времени и энергии имеет также еще и другой смысл, а именно, измерение энергии микрочастиц всегда требует нек-рого времени Δt. Согласно Н. с., чем больше время измерения, тем точнее может быть определено значение энергии, т. е. тем меньше $\Delta\mathscr{E}$. По порядку величины $\Delta\mathscr{E} > \frac{\hbar}{\Delta t}$. Др. словами, процесс измерения энергии микрочастицы всегда вносит неопределенность $\Delta\mathscr{E}$, обратно пропорциональную длительности измерения. См. *Квантовые стандарты частоты*, 2.

Р. Я. Штейнман.

О

ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ. Многие процессы, протекающие в живой природе и в технич. устройствах, регулируются автоматически, напр. при увеличении физ. нагрузки автоматически увеличивается снабжение мышц кровью (независимо от центральной нервной системы); радиолокатор «следит» за самолетом; автопилот ведет самолет по заданному направлению и т. д. В приведенных примерах процессы, происходящие в живом или неживом объекте, управляют к.-л. физ. характеристикой этого объекта или его части (током крови в сосудах, питающих мышцу, направлением движения самолета и т. д.). Рассмотрим, как происходит это управление на примере автопилота. Автоматич. поддержание курса самолета осуществляется благодаря тому, что информация об отклонении от заданного направления поступает (в виде электрич. сигнала) от индикатора курса в исполнительный механизм, к-рый так поворачивает руль самолета, что самолет возвращается на заданный курс. Сигнал поступает до тех пор, пока самолет не вернется на прежний курс. Можно проследить замкнутое кольцо: отклонение самолета от курса вызывает появление сигнала, сигнал воздействует на руль, поворот руля исправляет курс самолета, что приводит к уменьшению управляющего сигнала и т. д. Это — о т р и ц а т е л ь н а я О. с.

Отрицательная О. с. обеспечивает автоматич. поддержание регулируемых физ. характеристик системы на требуемом уровне. Без отрицательной О. с. система утрачивает способность к саморегулированию. Возможен и др. случай, когда сигнал О. с. приводит к тому, что возникшее отклонение все более увеличивается. Такая О. с. наз. п о л о ж и т е л ь н о й. С введением положительной О. с. ранее устойчивые физ. характеристики системы могут принять характер колеблющихся величин. Такие системы наз. автоколебательными. Напр., любой усилитель при введении достаточно большой положительной О. с. может стать генератором.

Рассмотрим это на примере лампового усилителя с колебательным контуром в цепи сетки (рис. 1, *а*). Если расположить катушки индуктивности в цепи сетки L_c и в анодной цепи L_a достаточно близко друг к другу, то переменное магнитное поле, создаваемое анодным током I_a в катушке L_a, индуцирует в цепи сетки переменную эдс $e(t)$, к-рая создает на сетке переменный потенциал $V_{oc}(t)$. Любое изменение анодного тока I_a влияет на величину потенциала $V_c(t)$ на сетке лампы, управляющей анодным током. Частота колебаний $e(t)$ равна частоте колебаний I_a, которая, в свою очередь, определяется частотой $V_c(t)$, равной собственной частоте сеточного контура. Для возникновения автоколебаний в сеточном контуре необходимо, чтобы О. с. была положительной. Это условие будет выполнено, если потенциал $V_{oc}(t)$, создаваемый за счет О. с., увеличит амплитуду потенциала $V_c(t)$, возникающего на сетке в результате колебаний тока в сеточном контуре. Др. словами, потенциал $V_{oc}t$ должен совпадать по фазе с потенциалом $V_c(t)$. Этого можно добиться, варьируя взаимное расположение катушек L_c и L_a. Если при этом величина О. с. достаточно велика, чтобы эдс $e(t)$ компенсировала потери энергии в контуре сетки, то случайно возникшие сколь угодно слабые электрич. колебания в этом контуре начнут

нарастать — возникает генерация (рис. 1, *б*). Нарастание амплитуды колебаний ограничено нек-рым пределом. Если амплитуда потенциала сетки возрастает настолько, что величина I_a приблизится к току насыщения (когда все электроны, испускаемые катодом, попадают на анод), дальнейший рост переменной составляющей I_a замедлится. Соответственно замедлится и рост эдс $e(t)$, а потери энергии в контуре будут расти. Когда потери энергии в контуре за период колебания станут равными энергии, поступающей за то же время за счет О. с., рост амплитуды колебаний прекратится.

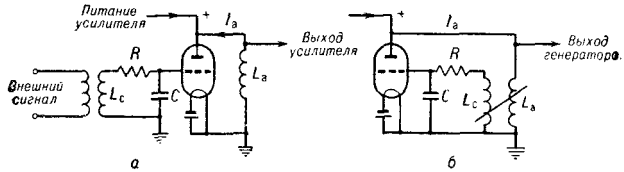


Рис. 1. *а* — Схема лампового усилителя; *б* — схема лампового генератора; L — индуктивности, C — емкости, R — сопротивления.

Явления, лежащие в основе работы *квантовых генераторов*, качественно отличны от явлений, к-рые используются для генерации электромагнитных колебаний в обычной электронике (см. *Квантовая электроника*, 3). Тем не менее квантовые генераторы сохраняют общие черты, присущие рассмотренному ламповому генератору. Так, квантовый генератор представляет собой квантовый усилитель, в к-рый введена положительная О. с. Принцип положительной О. с. содержится уже в самом явлении *вынужденного излучения*, на к-ром основана работа всех квантовых устройств. Возникшая в *активной среде* или посланная в это вещество извне электромагнитная волна порождает в веществе вторичное излучение с теми же характеристиками — частотой, поляризацией и направлением распространения, что и у вынуждающей волны. В результате происходит усиление первичной волны. Если при выходе из активного вещества часть излучения будет возвращена в объем, занятый этим веществом, то, очевидно, процесс вынужденного излучения продолжится и амплитуда волны будет продолжать расти. Поэтому для создания положительной О. с. в квантовой электронике активное вещество помещают в резонатор с достаточно большой *добротностью*. В квантовых генераторах радиодиапазона для этой цели используются закрытые полости с проводящими стенками (см. *Объемный резонатор*). В оптических квантовых генераторах — *лазерах*, это — система зеркал (см. *Открытый резонатор*). На рис. 2 приведена схема *лазера бегущей волны*. Пусть в активном веществе этого лазера самопроизвольно возникла слабая световая волна, бегущая, напр., вправо. Усиливаясь в веществе, эта волна достигает зеркала B, частично отражается от него к зеркалу C, затем к зеркалу A и возвращается в вещество. Если затухание волны на пути $ABCA$ меньше, чем усиление ее в активном

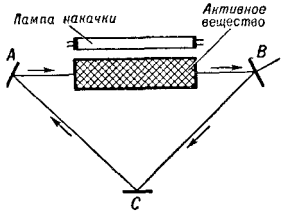


Рис. 2. Схема лазера бегущей волны.

веществе, то амплитуда такой волны будет нарастать, и может возникнуть генерация. Если активное вещество помещено в резонатор, образованный двумя параллельными зеркалами, то образующуюся в нем стоячую волну можно представить в виде двух волн, бегущих навстречу друг другу. Отражаясь от стенок резонатора, эти волны многократно проходят через активное вещество и амплитуды их нарастают. В результате амплитуда суммарной стоячей волны также растет. Так, возможность положительной О. с., содержащаяся в явлении вынужденного излучения, осуществляется в квантовом генераторе с помощью резонаторов.

Ограничение амплитуды электромагнитных колебаний в резонаторе квантового генератора обусловлено эффектом насыщения (см. *Насыщения эффект*). Величина энергии, устанавливающаяся в резонаторе квантового генератора, определяется равенством прироста энергии за счет вынужденного излучения и суммарных потерь энергии. Эти потери зависят от величины электромагнитной энергии, выводимой из резонатора наружу, от поглощения в стенках резонатора и в примесях, содержащихся в рабочем веществе, и т. п. Установившееся значение энергии и, следовательно, амплитуда колебания устойчивы по отношению к случайным отклонениям. Увеличение амплитуды приведет к перевесу поглощения над приростом энергии из-за вынужденного излучения, в результате чего амплитуда колебаний уменьшится. Уменьшение амплитуды приведет к перевесу излучения над поглощением, и энергия в резонаторе будет нарастать до тех пор, пока потери в точности не скомпенсируют прирост. По существу такой механизм стабилизации величины энергии, запасенной в резонаторе квантового генератора, аналогичен действию отрицательной О. с. Иногда его наз. нелинейной отрицательной О. с., поскольку он возникает из-за нелинейной зависимости индуцированной в 1 *сек* энергии от энергии, запасенной в резонаторе.

Лит.: 1) Полетаев И. А., Сигнал, М., 1958; 2) Жеребцов И. П., Радиотехника, М., 1958; 3) Климонтович Ю. Л., Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, М., 1966. *Ю. Г. Хронопуло.*

ОБЫКНОВЕННАЯ ВОЛНА (обыкновенный луч) — линейно поляризованная электромагнитная волна, возбуждающаяся в анизотропной среде (напр., в анизотропном кристалле), скорость распространения к-рой не зависит от направления. О. в., в отличие от необыкновенной волны, подчиняется обычному закону преломления света. См. *Двойное лучепреломление.*

ОБЪЕМ КОГЕРЕНТНОСТИ — объем пространства, в к-ром сохраняется постоянство или закономерная связь между характеристиками волны (амплитудой, частотой, фазой, поляризацией). О. к. равен объему цилиндра с диаметром, равным размеру пространственной когерентности, и высотой, равной длине когерентности. См. *Когерентность.*

ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР — колебательная система, представляющая собой полость с проводящими стенками, внутри к-рой могут возбуждаться электромагнитные колебания. О. р. применяется в диапазоне *сверхвысоких частот* (10^9—10^{11} *гц*), где обычные колебательные контуры, состоящие из емкости, индуктивности и сопротивления, осуществить невозможно. С уменьшением длины волны λ размеры контура неизбежно приближаются к λ, а это ведет к резкому возрастанию излучения из контура. Вследствие этого контур

теряет способность к накоплению электромагнитной энергии и свои резонансные свойства. Для накопления энергии на СВЧ используют О. р. — систему, аналогичную акустич. резонатору Гельмгольца. Процесс накопления энергии в О. р. можно описать на примере распространения плоской волны между 2 параллельными отражающими плоскостями. Если между плоскостями к.-л. образом возникнет плоская волна, распространяющаяся перпендикулярно к ним, то при достижении одной из плоскостей она полностью отразится от нее. Многократное отражение от обеих плоскостей приводит к образованию отраженных волн одинаковой амплитуды и частоты, распространяющихся в противоположных направлениях и интерферирующих друг с другом. Амплитуда результирующей волны (и соответственно ее интенсивность) зависит от соотношения между длиной волны λ и расстоянием между плоскостями l. Если $l = n\frac{\lambda}{2}$ (n — целое число), то *интерференция* волн приводит к образованию стоячей волны (рис. 1), амплитуда

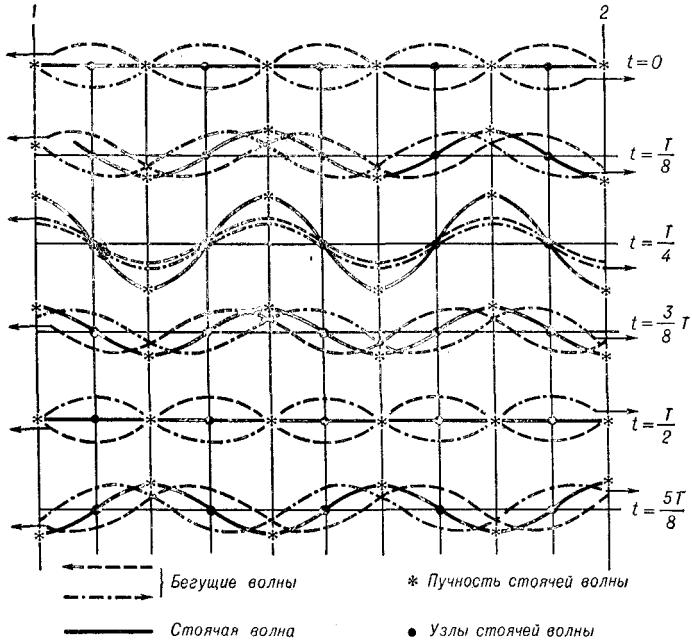


Рис. 1. Образование стоячей волны в результате интерференции прямой и отраженной волн с одинаковыми частотой и амплитудой A. В момент времени $t = 0$ разность их фаз $\Delta\varphi = \pi$ и волны гасят друг друга; при $t = T/4$ (T — период колебания) $\Delta\varphi = 0$ и амплитуда результирующего колебания в пучностях равна $2A$; при $t = T/2$ волны снова гасятся и т. д.

к-рой при многократном отражении сильно возрастает. Если же $\lambda \neq n\frac{\lambda}{2}$, то амплитуда суммарной волны существенно меньше, чем в первом случае.

Наиболее распространенным является цилиндрич. О. р. (полый цилиндр с проводящими стенками). Если в цилиндрич. полости возбудить электромагнитную волну, распространяющуюся от оси цилиндра, к его отражающим стенкам (цилиндрич. волна), то интерференция отраженных волн приводит к образованию стоячих цилиндрических волн. Т. о., с заметной интенсивностью в О. р. могут возбуждаться только определенные колебания, образующие внутри полости стоячие волны. Это налагает определенные условия на размеры О. р.

Стоячие волны в О. р. могут иметь различную поляризацию (ориентацию векторов электрич. E и магнитного H полей). Электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве, являются поперечно поляризованными, т. е. векторы E и H расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Электромагнитные колебания в О. р. не обладают поперечной поляризацией — один из векторов E или H будет иметь проекцию на направление распространения волны e— продольную компоненту. Если продольную составляющую имеет вектор E, то электромагнитное колебание наз. электрическим и обозначается буквой E, или TM, если продольную составляющую имеет вектор H, то колебание наз. магнитным H, или TE. Каждое колебание в цилиндрич. О. р. характеризуют 3 индексами mnp, соответствующими числу полуволн по его диаметру, окружности и длине (напр., E_{mnp} или H_{mnp}). Тип колебания (E или H, TM или TE) и его индексы mnp определяют структуру электрич. и магнитного полей в О. р.

В О. р. произвольной формы также могут возбуждаться электромагнитные колебания определенных длин волн и определенной структуры. Их наз. собственными колебаниями, или видами колебаний (модами), а частоты этих колебаний — резонансными. В общем случае частота колебаний О. р. определяется его внутренними размерами. Структура простейших колебаний E_{010}, H_{111}, H_{011} в цилиндрич. О. р. приведена на рис. 2.

Переменное магнитное поле индуцирует в стенках О. р. электрич. токи. Направление токов зависит от вида колебаний: для электрич. колебаний возможны только токи, параллельные оси цилиндра (продольные); при магнитных колебаниях ток может иметь как продольную, так и поперечную составляющие. Ток нагревает стенки резонатора, что приводит к потерям электромагнитной энергии в О. р. (тепловые потери). Чтобы уменьшить их, О. р. изготовляют из металлов с малым удельным сопротивлением (напр., медь или ее сплавы) или покрывают стенки полости изнутри тонким слоем серебра или золота. Если в стенках О. р. есть отверстия, к-рые пересекаются переменным током, то ток возбуждает вне О. р. электромагнитное поле, что приводит к потерям энергии на излучение. В О. р., применяемых на практике, потери на излучение гораздо больше тепловых потерь. Отношение электромагнитной энергии, запасенной в О. р., к суммарным потерям в нем наз. *добротностью* О. р. Чем выше добротность, тем лучше качество О. р. (добротность цилиндрич. О. р. $\sim 10^3$).

Колебание H_{011} цилиндрич. О. р. обладает особым свойством: для него безразлично, есть у О. р. торцовые стенки или их нет. Магнитные силовые линии этого колебания в плоскости поперечного сечения направлены по радиусам, поэтому в стенках О. р. возбуждаются только токи, текущие по окружностям цилиндра.

В этом случае энергия не излучается в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, что позволяет делать щели, перпендикулярные оси О. р., или совсем убрать торцовые стенки. Для этого вида колебаний добротность цилиндрич. О. р. выше ($\sim 10^4$). Частота колебания

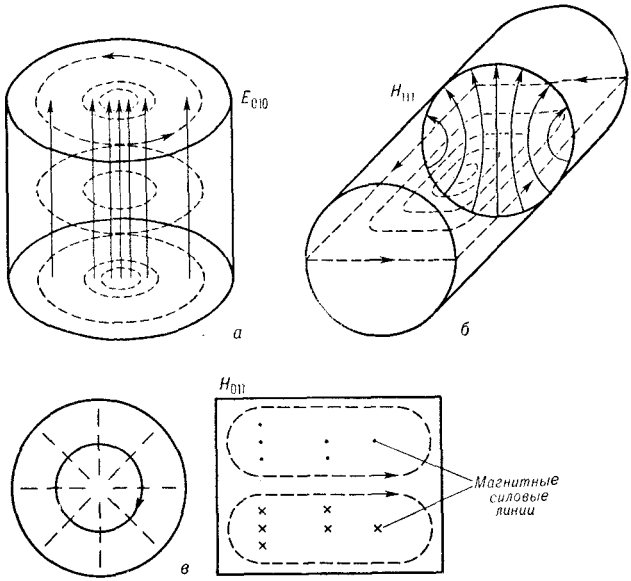


Рис. 2. Простейшие виды колебаний в цилиндрическом объемном резонаторе, *а* — E_{010}; *б* — H_{111}; *в* — H_{011}. Сплошные линии — силовые линии электрического поля, пунктир — силовые линии магнитного поля. Плотность силовых линий характеризует напряженность поля. Для колебаний E_{010} и H_{111} плотность линий у оси цилиндра максимальна (пучность), а у его стенок равна нулю (узел). Силовые линии магнитного поля любого колебания — замкнутые кривые.

E_{010} (рис. 2, *а*), а также всех колебаний вида E_{mn0} и H_{mn0} зависит от диаметра цилиндра и не зависит от его длины, т. к. вдоль оси цилиндра их составляющие постоянны и не носят волнового характера. Изменяя размеры О. р., можно изменить (перестроить) его

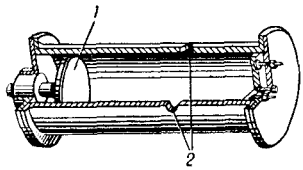


Рис. 3. Перемещая поршень *1*, можно изменять длину объемного резонатора и тем самым настраивать его на нужную частоту, диапазон перестройки частоты 8000—11000 *Мгц* (*2* — щели для ввода и вывода электромагнитной энергии).

резонансные частоты. Для этой цели у цилиндрич. О. р. обычно изменяют длину с помощью подвижного поршня (рис. 3). Для перестройки частоты на 20 *Мгц* вместо поршня вводят в объемный резонатор короткий подстроечный штырь. Колебания в О. р. возбуждают, вводя в него петлеобразный проводник (п е т л я с в я з и), или

через отверстие (щель). В последнем случае необходимо, чтобы токи в стенках О. р. пересекали щель. Те же элементы обеспечивают вывод электромагнитной энергии наружу.

Помимо цилиндрич. О. р., применяются О. р. др. формы: в лабораторных установках — прямоугольные О. р. (рис. 4, *а*); в маломощных генераторах СВЧ — *клистронах* — тороидальные О. р. (рис. 4, *б*); в мощных генераторах СВЧ — магнетронах — О. р.,

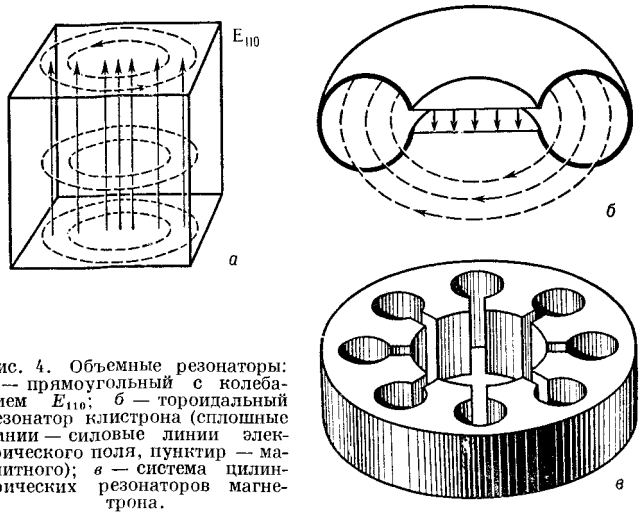


Рис. 4. Объемные резонаторы: *а* — прямоугольный с колебанием E_{110}; *б* — тороидальный резонатор клистрона (сплошные линии — силовые линии электрического поля, пунктир — магнитного); *в* — система цилиндрических резонаторов магнетрона.

представляющий собой систему цилиндрич. резонаторов (рис. 4, *в*). О. р. применимы для частот 10^{11} *гц* ($\lambda \sim 4$ *мм*). Для более коротких волн длина волны возбуждаемых в О. р. колебаний становится сравнимой с размерами неизбежных шероховатостей и отверстий в стенках О. р., что приводит к рассеянию электромагнитной энергии. Эти недостатки устраняются в *открытых резонаторах*, представляющих собой систему зеркал.

Лит.: 1) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 2) Ширман Я. Д., Радиоволноводы и объемные резонаторы, М., 1959; 3) Гуревич А. Г., Полые резонаторы и волноводы, М., 1952; 4) Новоженов Г. Ф., Объемные резонаторы, М., 1958. *В. И. Зубков.*

ОДНОМОДОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер, в к-ром возбуждены только осевые типы колебаний (продольные моды). Обычно это достигается подавлением неосевых типов колебаний при помощи диафрагмы (см. *Открытый резонатор*).

ОДНОЧАСТОТНЫЙ ЛАЗЕР — лазер, в к-ром возбужден только один из осевых типов колебаний, вследствие чего лазер генерирует узкую *спектральную линию*. Для реализации О. л., помимо диафрагм, применяют спектральные селекторы. В инфракрасном диапазоне можно обойтись без селекторов, применяя *открытые резонаторы* малой длины.

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА — процесс перевода микрочастиц (атомов, молекул и др.) с нижнего уровня энергии на верхний под

действием света. См. *Квантовая электроника*, 5; *Квантовые стандарты частоты*, 4; *Лазеры*, 3; *Квантовый магнитометр*.

ОПТИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ — *квантовые стандарты частоты*, в к-рых фиксируется частота спектральной линии в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах (10^{13}—10^{15} *гц*). В этих диапазонах до последнего времени были возможны лишь измерения длины волны λ, а не частоты ν электромагнитных колебаний. Тщательные измерения длины волны ряда узких спектральных линий, наблюдаемых при электрических разрядах в разреженных газах, позволили избрать одну из спектральных линий λ_{Kr} *изотопа криптона* Kr^{86} в качестве эталона длины: 1 *м* = 1650 763,73 λ_{Kr}. Создание мощных *газовых лазеров*, дающих когерентное излучение, открыло возможность измерения частоты в оптическом диапазоне длин волн.

В 1967 г. измерение частоты было осуществлено в субмиллиметровом диапазоне ($\lambda \sim 0{,}3$ *мм*, $\nu \sim 10^{15}$ *гц*). При этом использовался известный в радиотехнике гетеродинный метод, заключающийся в смешении на нелинейном элементе сильного вспомогательного (гетеродинного) сигнала со слабым принимаемым сигналом и в усилении образующегося в нелинейном элементе сигнала разностной частоты (см. *Квантовые часы*). В радиодиапазоне обычно измеряется частота слабого сигнала, а сильный сигнал гетеродина служит опорным сигналом известной частоты. Однако во многих случаях как измеряемый, так и опорный сигнал являются слабыми. Они смешиваются с сильным сигналом общего гетеродина и измерение сводится к сравнению двух получаемых при этом разностных частот. В субмиллиметровом диапазоне измерялась частота сигнала газовых лазеров, мощность к-рых была на много порядков больше, чем мощность опорных сигналов известной частоты. Эти последние представляли собой очень высокие гармоники прецизионных *кварцевых генераторов*. Поэтому ситуация была противоположна той, к-рая привычна для радиодиапазона. Газовый лазер, частота к-рого измерялась, играл роль гетеродина, а опорное колебание известной частоты было принимаемым сигналом. Распространение этой методики в диапазон оптич. частот требует разработки эффективных методов умножения и деления частоты света при ограниченной мощности световых сигналов. Методы *нелинейной оптики* позволяют рассчитывать на решение этой задачи.

Задача разработки методов измерения частоты в оптич. диапазоне весьма важна во многих отношениях, напр. для сокращения времени, необходимого для измерения частоты с большой точностью. Так, при частоте 10^{14} *гц* относительная погрешность $\sim 10^{-14}$ может быть достигнута в течение 1 *сек*. При измерении на частоте цезиевого эталона 0,9—10^{10} *гц* для этого потребовалось $\sim 10^{4}$ *сек* (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Создание О. с. ч. требует не только разработки методов точного измерения частоты в оптич. диапазоне, но и построения в нем реперов частоты, т. е. устройств, позволяющих фиксировать и воспроизводить избранные значения частоты с высокой точностью. Естественно применить и здесь квантовые реперы частоты, значения частоты к-рых фиксируются подходящими *квантовыми переходами* в микросистемах (атомах, ионах и др.). Однако известно, что значение частоты ν, фиксируемой квантовым репером, зависит не только от внутренних свойств избранной квантовой системы, но и от внеш-

них воздействий на нее и от влияния измерительного устройства:

$$\nu = \nu_{л} - \frac{\Delta\nu_{л}}{\Delta\nu_{р}}(\nu_{л} - \nu_{р}). \qquad (1)$$

Здесь $\nu_{л}$ — резонансная частота спектральной линии избранного перехода, $\Delta\nu_{л}$ — *ширина спектральной линии*, $\nu_{р}$ — собственная частота резонатора, в к-ром находится рабочее вещество, $\Delta\nu_{р}$ — ширина его резонансной кривой. Разность $\nu_{л} - \nu_{р}$ — погрешность настройки резонатора на резонансную частоту спектральной линии.

В *квантовых стандартах частоты* радиодиапазона отношение $\Delta\nu_{л}/\Delta\nu_{р}$ легко может быть сделано малым ($\sim 10^{-3}$—10^{-5}). Поэтому главной задачей здесь является защита рабочего вещества от внешних воздействий (обеспечение стабильности $\nu_{л}$) и возможно более точная настройка резонатора на значение $\nu_{л}$. В О. с. ч., основанных на существующих лазерах, отношение $\Delta\nu_{л}/\Delta\nu_{р}$ велико ($\sim 10^{2}$ и более), причем обычно внутри $\Delta\nu_{л}$ помещается неск. различных типов собственных колебаний резонатора. Поэтому значение ν определяется не столько значением $\nu_{л}$, сколько тем из значений $\nu_{р}$, для к-рого выполнено условие генерации (рис. 1). Но т. к. зна-

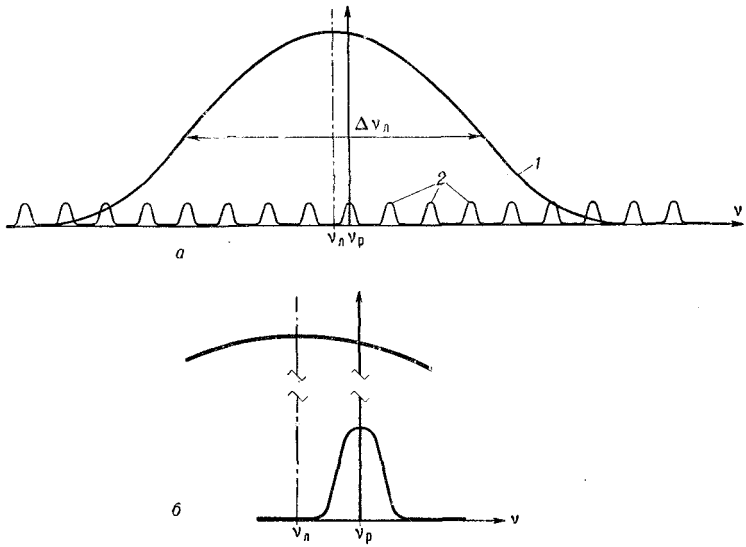


Рис. 1. *а* — Внутри используемой спектральной линии (*1*) с резонансной частотой $\nu_{л}$ помещается много собственных частот $\nu_{р}$ (*2*) колебаний резонатора. Частота генерации лежит около того значения $\nu_{р}$, к-рое ближе других к $\nu_{л}$, причем частота генерации ближе к $\nu_{р}$, чем к $\nu_{л}$, и изменяется при изменении $\nu_{р}$. *б* — Средняя часть рис. 1, *а* в увеличенном масштабе.

чения $\nu_{р}$ сильно зависят от размеров резонатора, то они чувствительны к изменениям темп-ры, давления, к вибрациям и старению материала, из к-рого сделан резонатор, и т. п. Поэтому стабильность

О. с. ч. пока сильно уступает стабильности квантовых стандартов частоты радиодиапазона.

Ф-ла (1) указывает два пути улучшения О. с. ч. Оба они сводятся к уменьшению влияния второго члена, что может быть достигнуто, во-первых, уменьшением отношения $\Delta\nu_л/\Delta\nu_р$, т. е. сужением спектральных линий, или расширением резонансной кривой резонатора и, во-вторых, обеспечением возможно более точной настройки резонатора на вершину спектральной линии. При этом должна быть обеспечена тщательная изоляция рабочего вещества от внешних электрич. и магнитных полей, от изменений темп-ры и т. п.

Стабилизация частоты лазеров во многих случаях осуществляется автоматич. подстройкой частоты оптич. резонатора. Для этого необходим репер частоты — элемент или процесс, частота к-рого мало зависит от внешних условий и не изменяется со временем. Репером может служить та же спектральная линия, к-рая участвует в возбуждении генерации лазера. При этом используется, напр., зависимость выходной мощности лазера от расстройки резонатора по отношению к вершине спектральной линии. При малой мощности генерации выходной сигнал уменьшается при увеличении расстройки. Для получения правильной настройки одно из зеркал резонатора делается подвижным, для чего оно укрепляется на держателях из пьезокерамики или спец. магн. сплава. Сигнал, управляющий положением зеркала, зависит от отклонения положения зеркала от резонансного и приводит к уменьшению расстройки. Таким методом погрешность настройки может быть сведена к 10^{-9}, а воспроизводимость частоты к $2 \cdot 10^{-8}$ в течение неск. месяцев.

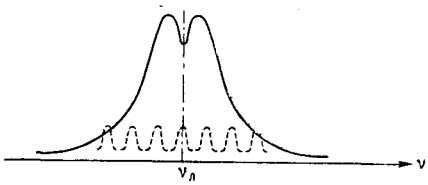


Рис. 2. Форма спектральной линии при большой мощности газового лазера (сплошная линия) и типы колебаний резонатора (пунктир).

При больших мощностях генерации на вершине спектральной линии образуется узкий провал, т. е. мощность, соответствующая точной настройке, оказывается меньшей, чем при небольших расстройках (рис. 2). Опираясь об узкую впадину в середине спектральной линии, можно обеспечить стабилизацию мощных газовых лазеров с суточной погрешностью $2 \cdot 10^{-9}$ и воспроизводимостью $\sim 10^{-8}$.

Один из методов автоматич. подстройки резонатора к вершине линии состоит в воздействии магнитного поля на рабочий газ лазера. При этом используется расщепление спектральной линии на неск. компонент (см. *Зеемана эффект*). Т. о., удалось довести кратковременную погрешность до величины $\sim 10^{-10}$ за 100 *сек*. Перспективно использование зависимости интенсивности лево- и правополяризованных компонент от расстройки резонатора при работе лазера в аксиальном магнитном поле. Этот метод позволил уменьшить погрешность до величины $\sim 2{,}5 \cdot 10^{-11}$ за 500 *сек*.

Для управления настройкой резонатора лазера можно использовать также внешний резонансный элемент — ячейку с газом или вспомогательный высокостабильный оптический резонатор, через к-рый пропускается излучение лазера. В качестве внешнего резо-

нансного элемента может быть использован также пучок подходящих атомов или молекул (в пучках наблюдаются наиболее узкие спектральные линии).

Один из способов настройки основан на отражении волны лазера от пространственной *дифракционной решетки* (периодически изменяется коэффициент преломления среды), возникающей в *нелинейной среде* под действием стоячей волны лазера (рис. 3). Период дифракционной решетки, возникающей под действием светового поля лазера, работающего по обычной схеме с двумя зеркалами, после отключения одного из них очень быстро достигает величины, при к-рой частота генерации совпадает с вершиной спектральной линии (метод еще не реализован). Уже реализован др. метод, основанный на том, что внутрь оптич. резонатора лазера помещается кювета с разреженным газом, имеющим линию поглощения, совпадающую с частотой генерации лазера. Под действием излучения лазера на вершине линии возникает узкий провал (поглощение минимально), к середине к-рого и стремится частота генерации.

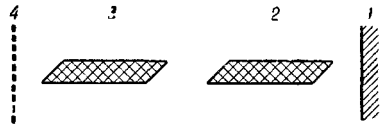


Рис. 3. Схема лазера с отражающей дифракционной решеткой: *1* — зеркало, *2* — активная среда лазера, *3* — кювета с нелинейной средой, в которой образуется решетка, *4* — зеркало, отключаемое после возникновения решетки.

Др. группа методов основана на уменьшении отношения $\Delta\nu_л/\Delta\nu_р$ в ф-ле (1). Наиболее эффективным методом уменьшения $\Delta\nu_л$ было бы использование в качестве *активной среды* лазера пучка атомов или молекул, однако этот путь связан с большими технич. трудностями и еще не реализован. Технически проще путь увеличения $\Delta\nu_р$; в предельном случае — это отказ от резонансной положительной *обратной связи* и замена ее нерезонансной связью, при к-рой потери света в лазере не зависят от частоты. Для этого достаточно заменить одно из зеркал резонатора рассеивателем (матовой поверхностью, облаком рассеивающих частиц), тогда положительная обратная связь, необходимая для самовозбуждения лазера, осуществляется за счет обратного рассеивания излучения (рис. 4). Использование нерезонансной обратной связи приводит к ряду особенностей излучения такого лазера. После достижения порога генерации спектр излучения постепенно сужается, стягиваясь к вершине спектральной линии. В результате стабильность частоты лазера определяется исключительно стабильностью спектральной линии. При очень высокой монохроматичности излучение такого лазера не обладает пространственной *когерентностью*, напоминая в этом отношении излучение чрезвычайно яркого «черного тела» в узком спектральном диапазоне. Эксперименты с лазерами, использующими нерезонансную обратную связь, подтвердили теоретич. предположения, однако высокая стабильность еще не реализована вследствие трудности возбуждения генерации в средах с очень узкими и стабильными спектральными линиями.

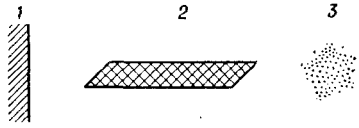


Рис. 4. Лазер с нерезонансной обратной связью: *1* — зеркало, *2* — активная среда, *3* — рассеиватель.

Реализация О. с. ч. высокой точности должна позволить увеличить точность измерения частоты и времени и сделать шаг на пути объединения эталона длины с эталоном времени (частоты) в едином приборе.

Лит.: 1) Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; 2) Басов Н. Г., Летохов В. С., Оптические стандарты частоты, «УФН», 1968, т. 96, вып. 4.

М. Е. Жаботинский.

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР (ОКГ) — источник когерентного света, в к-ром используется вынужденное излучение атомов, молекул и т. д. ОКГ вместе с *оптическим квантовым усилителем* (ОКУ) иногда объединяют общим термином лазер. См. *Лазер*, *Газовый лазер*, *Полупроводниковый лазер*.

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ (ОКУ) — усилитель света, основанный на вынужденном излучении атомов, молекул и т. п. ОКУ вместе с *оптическим квантовым генератором* иногда объединяют общим термином лазер. См. *Лазер*, *Газовый лазер*, *Полупроводниковый лазер*.

ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР — *открытый резонатор*, в котором возбуждаются электромагнитные колебания оптического диапазона.

ОПТИЧЕСКИЙ УМНОЖИТЕЛЬ частоты — устройство, состоящее из одного или неск. нелинейных кристаллов, в к-рых излучение лазера преобразуется в световые волны кратной частоты (оптические гармоники). Наиболее просто выглядит удвоитель частоты света. Это кристалл с квадратичной поляризацией, напр. KDP, ориентированный так, чтобы его оптич. ось составляла определенный угол θ_0 с направлением лазерного луча (угол синхронизма, см. *Нелинейная оптика*, 5; *Параметрический генератор света*). Для генерации третьей гармоники часто применяется каскадный О. у., в к-ром на пути лазерного луча расположены друг за другом два кристалла с квадратичной поляризацией. В первом из них происходит удвоение частоты $\omega = 2\omega_0$, а во втором кристалле полученная вторая гармоника складывается с основным излучением ω_0 и возбуждает волну суммарной частоты $\omega_0 + 2\omega_0 = 3\omega_0$.

Основной характеристикой О. у. является коэфф. преобразования (кпд) — отношение мощности оптич. гармоники к мощности падающего излучения в %. На кпд влияет неск. факторов. Расходимость лазерного пучка приводит к тому, что условие синхронизма не выполняется одновременно для всех лучей пучка. Вследствие этого условия преобразования частоты для лучей, наклонных к направлению синхронизма, ухудшаются. Др. причина — *двойное лучепреломление*, вследствие к-рого энергия лазерной волны и гармоник, имеющих разную поляризацию, распространяется в разных направлениях. Т. к. лазерный пучок имеет конечный диаметр, то «утечка» энергии гармоники из пучка приводит к уменьшению кпд. Двойное лучепреломление не возникает в одноосном кристалле, если угол направления фазового синхронизма составляет 90° к оптич. оси кристалла. Этого можно добиться, меняя темп-ру кристалла или прикладывая к нему постоянное электрич. поле. При заданной длине нелинейного кристалла кпд О. у. увеличивается при повышении напряженности электрич. поля E световой волны лазера. Однако такому способу увеличения кпд препятствует электрич. пробой кристалла. Поэтому в О. у. основной проблемой является

уменьшение расходимости лазерного пучка. В существующих О. у. кпд составляет 50—70% при плотности мощности лазерного пучка ~ 500 *Мвт/см*^{2}. *А. П. Сухоруков.*

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ — возникновение постоянной (или низкочастотной) электрич. поляризации в нелинейной среде (напр., в кристалле) при прохождении через нее мощной световой волны (см. *Нелинейная оптика*, 4). Эффект О. д. аналогичен выпрямлению синусоидального тока. О. д. можно наблюдать, напр., в кристалле KDP, помещенном в электрич. конденсатор так, чтобы его оптич. ось (*oz*) была перпендикулярна обкладкам конденсатора, а две оси *ox* и *oy*, перпендикулярные к *oz*, были направлены под углом 45° к боковым поверхностям кристалла. Если пропустить через кристалл перпендикулярно его оптич. оси линейно поляризованный пучок света от лазера, то на обкладках конденсатора появится постоянное напряжение $V = V_0 \sin^2 \gamma$, где γ— угол между электрич. вектором светового пучка и оптич. осью. Оно максимально ($V = V_0$), когда электрич. поле волны $E \perp OZ$. При медленных изменениях амплитуды световой волны напряжение на конденсаторе также медленно меняется. *А. П. Сухоруков.*

ОСНОВНОЙ УРОВЕНЬ — энергетич. уровень с минимальным значением энергии. См. *Уровни энергии.*

ОСЦИЛЛЯТОР — колебательная система, в к-рой могут возбуждаться свободные (собственные) гармонич. колебания. О. являются, напр., маятник, пружина с грузом, *колебательный контур* и т. п. (при малых амплитудах колебаний). Частота свободных колебаний ν_0 (или период $T = \frac{1}{\nu_0}$) определяется параметрами О. В контуре $\nu_0 = 1/2\pi \sqrt{LC}$ (L — индуктивность, C — емкость); для пружины с грузом $\nu_0 = \sqrt{k/m}$, где m — масса груза, k — коэфф. упругости пружины. Если возвращающая сила в О. линейно зависит от отклонения системы от положения равновесия, т. е. пропорциональна величине растяжения пружины (напряжение на конденсаторе — его заряду), а параметры О. (масса груза, индуктивность, емкость и т. д.) не зависят от величины и скорости отклонения, то О. наз. линейным или собственно О. Иногда употребляют термин нелинейный О., имея в виду колебательную систему, параметры к-рой не постоянны, а колебания не являются гармоническими.

В квантовой механике линейный О. — это система с бесконечным числом *уровней энергии*, расстояния между к-рыми одинаковы и равны $h\nu_0$, где h — *Планка постоянная*, а ν_0 — собственная частота классич. О. Переходы в квантовом линейном О. разрешены только между соседними уровнями энергии (см. *Квантовый переход*). *Ю. Г. Хронопуло.*

ОТБОРА ПРАВИЛА — правила, определяющие возможность квантовых переходов между уровнями энергии атомов, молекул и др. квантовых систем. См. *Квантовый переход.*

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР — система отражающих поверхностей, в к-рой могут возбуждаться электромагнитные колебания очень высоких частот — СВЧ и оптич. диапазона. О. р. играют решающую роль в работе *лазеров*. Объемные резонаторы — замкнутые полости с отражающими стенками, широко применяемые в диапазоне СВЧ, оказались неудобными для оптич. диапазона. Боковые стенки создавали трудности для возбуждения активного

вещества лазера. Поэтому для световых волн удаляют боковую поверхность полости. Образовавшийся О. р. состоит из двух зеркал, удаленных друг от друга (рис. 1, *а*). Он обладает по сравнению с объемным резонатором нек-рыми особенностями.

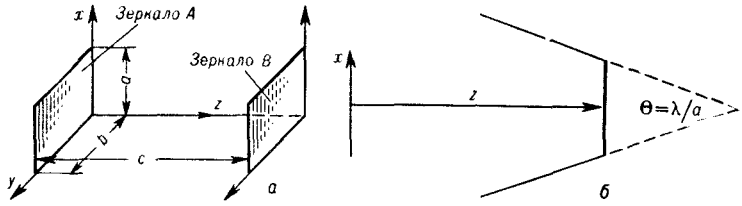


Рис. 1. *а* — резонатор Фабри — Перо с плоскими прямоугольными зеркалами размером $a \times b$; *б* — дифракционные потери в открытом резонаторе.

Простейшим О. р. является интерферометр Фабри — Перо — два плоских строго параллельных зеркала A и B, находящихся на определенном расстоянии c друг от друга (рис. 1, *а*). В направлении оси z в результате отражения от зеркал и *интерференции* отраженных волн, так же как и в объемном резонаторе, установятся стоячие световые волны:

$$E_z(t,\ z) = E_{0z}(t) \cos \frac{\pi q}{c} z, \qquad (1)$$

где E_z — электрическое поле световой волны, E_{0z} — его амплитуда, $q = 2c/\lambda$ — целое число полуволн, укладывающееся в О. р. вдоль оси z. Напр., при $c = 10$ *см*, $\lambda = 10^{-4}$ *см*, $q = 10^5$. На поверхности зеркал ($z = 0$, $z = c$) амплитуды световой волны E_{0z} равны нулю.

Волна, первоначально распространяющаяся параллельно оси oz, из-за *дифракции света* от краев зеркал, после отражения от зеркала будет распространяться в конусе с углом $\theta \sim \lambda/a$ (a — размер зеркала, рис. 1, *б*). В результате нек-рая доля света (тем большая, чем больше угол θ) не попадет на второе зеркало и покинет О. р. (дифракционные потери). В диапазоне радиоволн длина волны $\lambda_р$ сравнима с размерами резонатора, при этом дифракционные потери велики ($\theta \sim 1$). Поэтому О. р. применяются лишь для миллиметровых и более коротких волн. Для света дифракционные потери малы ($\theta \sim 10^{-4}$—10^{-5}) и отсутствие боковых стенок не приводит к заметному уходу электромагнитной энергии из резонатора. Структура же волн в пространстве между зеркалами заметно не изменяется при удалении боковых стенок (отражающие поверхности отсутствуют).

Части плоской волны, распространяющиеся вдали от краев зеркал, при попеременном отражении от зеркал практически «не чувствуют» отсутствия боковых стенок. В то же время ее части вблизи краев зеркал из-за дифракционных потерь быстро уходят из О. р. Поэтому с течением времени в О. р. устанавливается волновая картина, в к-рой амплитуда световой волны вблизи краев зеркал будет практически равна 0. Стационарная картина световой волны, установившаяся в О. р. после достаточно большого числа «проходов», наз. видом колебаний, или модой О. р. Если вначале

распределение энергии, т. е. интенсивность волны вдоль оси x у одного из зеркал было прямоугольным (тонкая линия на рис. 2), то после первых проходов форма волны сильно изменится. Тем не

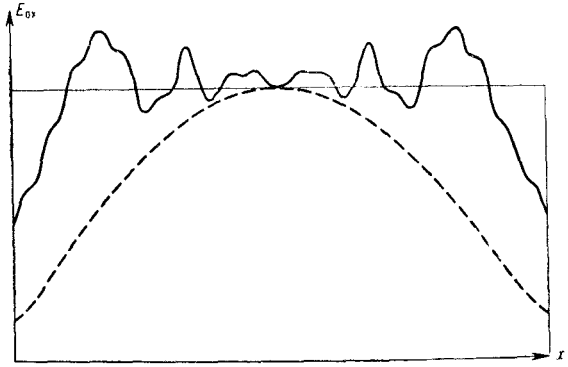


Рис. 2. Распределение амплитуды световой волны E_{0x} на поверхности зеркал оптического резонатора вдоль оси x: начальное (тонкая сплошная линия), после первых проходов (жирная линия) и установившееся (пунктир).

менее после достаточно большого числа проходов вдоль x устанавливается неизменная во времени картина (пунктир):

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \sin \frac{\pi x}{2a}. \tag{2}$$

Аналогично вдоль оси y:

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \sin \frac{\pi y}{2b}. \tag{3}$$

Т. о., в любой точке зеркала:

$$E(xyt) = E_0(t) \sin \frac{\pi y}{2b} \sin \frac{\pi x}{2a}. \tag{4}$$

Задавая др. начальное распределение волны на зеркале О. р., можно получить др. виды волн (моды) (рис. 3). В общем случае моды вдоль зеркала имеют вид:

$$E_{mn}(xyt) = E_0(t) \sin \frac{\pi m y}{2b} \sin \frac{\pi n x}{2a},$$

где m и n — целые числа, отвечающие различным модам. Если же рассматривать волны во всем объеме О. р., то определенные моды можно достаточно точно представить ф-лой:

$$E_{mnq}(xyzt) = E_0 \cos \omega_{mnq} t \sin \frac{\pi n x}{2a} \sin \frac{\pi m y}{2b} \cdot \sin \frac{\pi q z}{2c},$$

где ω_{mnq} — частота моды. Моды типа E_{mnq} часто обозначают TEM_{mnq}. Если q фиксировано, то, изменяя m и n, можно получить различные угловые моды; зафиксировав же m и n, но изменяя q — аксиальные моды.

В отличие от *объемного резонатора*, распределение энергии в световой волне при различных модах внутри О. р. легко наблюдать (рис. 4). В О. р. обычно $q \sim 10^6$, в то время как m и $n \sim 1$—3.

Это связано с требованием малости дифракционных потерь. Разность частот между аксиальными модами $\omega_{q+1mn} - \omega_{qmn} \sim 100—150$ *Мгц*, а между угловыми модами $\omega_{q,\ m+1n} - \omega_{qmn} \sim 1$ *Мгц*.

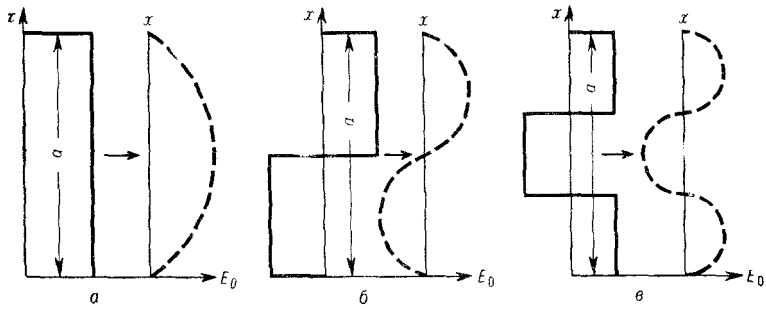


Рис. 3. Установившееся распределение амплитуды световой волны на поверхности зеркала вдоль оси x (пунктир) при различных начальных распределениях (сплошные линии).

Важная характеристика О. р. — его *добротность*, определяет потери световой энергии в О. р. Кроме дифракционных потерь в лазерах необходим выход света из резонатора, для чего обыч-

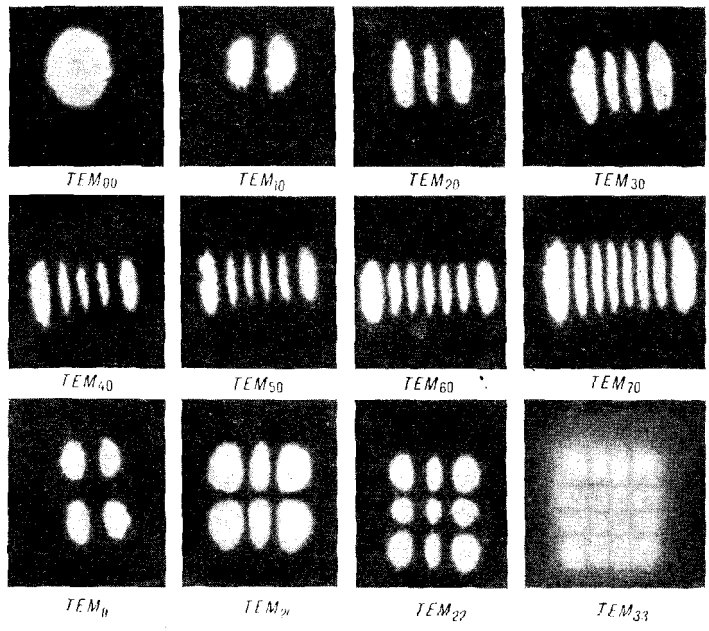


Рис. 4. Фотография светового поля в оптическом резонаторе.

но одно из зеркал делают полупрозрачным. В реальных приборах существуют также потери, связанные с рассеянием света на различных неоднородностях и т. д. Все эти процессы приводят к затуханию во времени световых колебаний в О. р., что количественно описывается добротностью Q_{mnq}, различной для разных мод. Строго монохроматическими с частотой ω могут быть лишь колебания, существующие неограниченно долго. Любое затухание приводит к нарушению монохроматичности. При этом тип колебаний состоит из целого набора частот в интервале от ω до $\omega + \Delta\omega$. Величина $\Delta\omega$, наз. спектральной полушириной, связана с добротностью соотношением: $\Delta\omega = \omega/Q$.

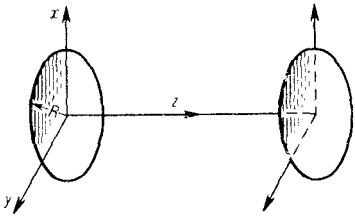


Рис. 5. Резонатор с круглыми плоскими зеркалами.

О. р. отличается более высокой добротностью ($Q \sim 10^6 - 10^7$) по сравнению с объемными резонаторами СВЧ ($Q \sim 10^3 - 10^4$).

В лазерах обычно применяются также резонаторы Фабри — Перо с круглыми плоскими зеркалами (рис. 5) и конфокальные резонаторы, в к-рых сферич. зеркала разнесены на расстояние, равное их радиусу кривизны (рис. 6). В конфокальном резонаторе Фабри — Перо дифракционные потери меньше, чем в др. типах О. р. Если в резонаторах Фабри — Перо волны из-за поочередного отражения от параллельных зеркал взаимодействуют, образуя стоячие волны, то в кольцевом резонаторе, состоящем из трех и более сферич. зеркал, возможно существование независимых волн, бегущих навстречу друг другу (см. *Кольцевой лазер*).

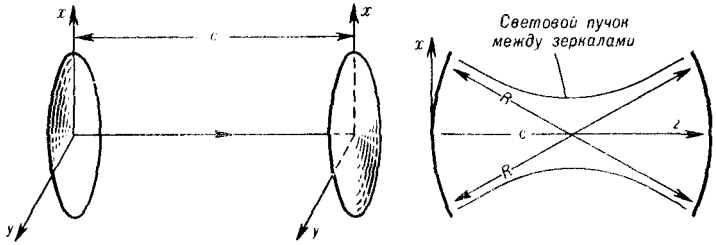


Рис. 6. Конфокальный резонатор.

Лит.: Бирнбаум Дж., Оптические квантовые генераторы, пер. с англ., М., 1967; Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966, а также см. лит. при ст. *Лазер*.

И. А. Полуэктов, Э. М. Беленов.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА — условная величина, характеризующая степень инверсии населенностей для данной пары уровней энергии. Если вещество находится в равновесии, то нижние уровни энергии его частиц (атомов, молекул, ионов и др.) населены больше, чем верхние в соответствии с *Больцмана распределением*:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{h\nu_2}{kT}},$$

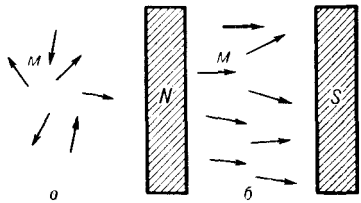
где N_1 — населенность нижнего, N_2 — верхнего уровней. При любых реальных T разность $N_1 - N_2 > 0$. Повышение темп-ры T не создает инверсии населенностей, а приводит только лишь к уменьшению разности населенностей для любой пары уровней. Для тех *квантовых переходов*, для к-рых равновесие нарушено, *температура перехода* отличается в ту или иную сторону от истинной темп-ры вещества, оставаясь положительной величиной. Если же равновесие нарушается к.-л. способом столь сильно, что населенность верхнего уровня N_2 может становиться больше населенности нижнего уровня N_1, то говорят об инверсии населенностей. В этом случае с точки зрения распределения Больцмана для рассматриваемой пары уровней $T_{1,2} < 0$. Абс. величина О. т. растет при увеличении разности $N_2 - N_1$.

Т. о., понятия инверсия населенностей и О. т. $T_{1,2} < 0$ эквивалентны. Представление об О. т. вводится в квантовой электронике для удобства описания процессов усиления и генерации электромагнитных колебаний в средах с инверсией населенностей. В частности, понятие О. т. позволяет более просто и наглядно рассчитывать шумовые характеристики *квантовых усилителей*, определяющие его предельную чувствительность (см. *Квантовая электроника*, 4).

В. В. Григорьянц.

П

ПАРАМАГНЕТИЗМ — свойство нек-рых веществ (парамагнетиков) намагничиваться под действием магнитного поля в направлении этого поля. Для существования П. необходимо, чтобы в веществе присутствовали частицы — атомы, молекулы, ионы, свободные электроны, обладающие постоянным магнитным моментом, т. е. ведущие себя в магнитном поле подобно миниатюрным постоянным магнитикам. В отсутствие внешнего магнитного поля ориентация элементарных «магнитиков» случайна, поэтому их магнитные поля взаимно компенсируются и результирующее внутреннее магнитное поле в среднем равно нулю. Внешнее магнитное поле ориентирует микроскопич. магнитные моменты, что и приводит к возникновению намагниченности вещества (рис.).



а — в отсутствие магнитного поля магнитные моменты парамагнитных частиц ориентированы хаотически; *б* — во внешнем магнитном поле большая часть их выстраивается вдоль силовых линий поля.

Ориентирующему действию внешнего магнитного поля противостоит хаотич. тепловое движение атомов и молекул парамагнетика, стремящееся разрушить порядок, образующийся под влиянием внешнего магнитного поля. Чем выше темп-ра парамагнетика, тем слабее его намагниченность во внешнем магнитном поле заданной напряженности; напротив, при низких темп-рах намагниченность возрастает, приближаясь к пределу (н а с ы щ е н и ю), когда все имеющиеся в парамагнетике микроскопич. «магнитики» выстраиваются в одном направлении.

Природа микроскопич. магнитных моментов может быть различной, но в наиболее важных для квантовой электроники случаях они в основном связаны с магнитными свойствами электронов, входящих в состав атомов, ионов или молекул. Каждый электрон, входящий в состав атома или молекулы, участвует в двух движениях: он движется по одной из возможных орбит вокруг ядра (о р б и т а л ь н о е д в и ж е н и е) и, кроме того, обладает собственным внутренним движением — *спином*, к-рое можно сравнить (в нек-ром смысле) с вращением волчка вокруг своей оси. Вращение заряженной частицы приводит к возникновению у нее магнитного момента, к-рый и обусловливает П.

Однако не все атомы и молекулы имеют постоянный магнитный момент. Электроны, входящие в состав атомов или молекул, взаимодействуют между собой так, что их индивидуальные магнитные моменты, связанные с их орбитальным движением и спином, могут как складываться, образуя увеличенный постоянный магнитный момент, так и взаимно компенсироваться. В последнем случае вещество не будет обладать П., оно будет диамагнитным (см. *Диамагнетизм*). Электроны, образующие в атоме заполненную оболочку, всегда взаимно компенсируют свои магнитные моменты.

Поэтому все инертные газы диамагнитны. П. обладают лишь те вещества, атомы или молекулы к-рых имеют электронные оболочки, заполненные лишь частично. Внешние валентные частично заполненные оболочки атомов обычно неустойчивы, и в результате хим. реакций они либо окончательно опустошаются, либо заполняются целиком, образуя устойчивые диамагнитные ионы или молекулы. Чаще всего П. бывает обусловлен магнитными свойствами внутренних частично заполненных электронных оболочек, к-рые имеются лишь у атомов элементов п е р е х о д н ы х г р у п п периодич. системы элементов. Одна из таких групп включает Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni. Др. группа — редкие земли и т. д. Парамагнитные атомы и ионы переходных групп играют важную роль в работе парамагнитных *квантовых усилителей*.

П. могут обладать также металлы и *полупроводники*, напр. такие, где носителями постоянных магнитных моментов являются свободные электроны. В нек-рых случаях определенную роль могут играть и гораздо более слабые постоянные магнитные моменты атомных ядер (*я д е р н ы й п а р а м а г н е т и з м*). В нек-рых веществах внутренние магнитные поля, создаваемые магнитными моментами атомов, оказываются столь сильными, что при достаточно низких темп-рах приводят к образованию намагниченных областей — д о м е н о в. Такие вещества наз. ферромагнитными. В П. др. типа при низких темп-рах все магнитные моменты взаимно попарно компенсируются; такие вещества наз. антиферромагнитными.

В. А. Ацаркин.

ПАРАМАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — процесс установления равновесного магнитного момента парамагнетика. Напр., парамагнитное вещество, внесенное во внешнее магнитное поле $\boldsymbol{H}$, намагничивается, т. е. приобретает *магнитный момент*, ориентированный по направлению поля $\boldsymbol{H}$ и пропорциональный его напряженности. Процесс перехода от первоначального ненамагниченного состояния вещества к намагниченному представляет собой П. р. Парамагнитная релаксация происходит не только при включении внешнего магнитного поля, но и при любом его изменении. В этом случае вектор магнитного момента $\boldsymbol{M}_0$ принимает новое значение $\boldsymbol{M}_1$ не мгновенно, а через нек-рое время (время П. р.). При выключении внешнего магнитного поля магнитный момент $\boldsymbol{M}_0$ парамагнетика стремится к 0.

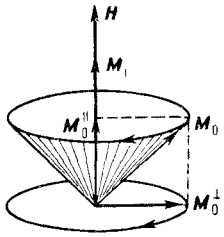


Рис. 1. Прецессия и релаксация магнитного момента $\boldsymbol{M}$ во внешнем магнитном поле $\boldsymbol{H}$; $\boldsymbol{M}_0$ — первоначальное, $\boldsymbol{M}_1$ — конечное (после релаксации) значение магнитного момента парамагнетика, $\boldsymbol{M}_0^{\parallel}$ и $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$ — его продольная и поперечная составляющие; $\boldsymbol{M}_0$ прецессирует по заштрихованной поверхности конуса, при этом $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$ вращается в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$.

Вектор $\boldsymbol{M}_0$ можно представить в виде суммы двух составляющих, $\boldsymbol{M}_0^{\parallel}$ и $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$, направленных параллельно и перпендикулярно $\boldsymbol{H}$ (рис. 1). Изменение этих составляющих в процессе П. р. происходит во многих случаях с различной скоростью и обусловлено разными

причинами; поэтому различают продольную и поперечную П. р. Для уяснения природы поперечной П. р. необходимо учесть, что сила, действующая на парамагнетик со стороны поля $\boldsymbol{H}$, приводит к прецессии вектора $\boldsymbol{M}_0$ около направления $\boldsymbol{H}$. Прецессию можно представить себе как вращение $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$ в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, при $\boldsymbol{M}_0^{\parallel} = \text{const}$. Т. к. магнитный момент парамагнетика складывается из микроскопич. магнитных моментов входящих в него парамагнитных частиц (см. *Парамагнетизм*), то прецессия $\boldsymbol{M}_0$ является результатом синхронного вращения поперечных компонент этих микроскопич. моментов вокруг $\boldsymbol{H}$. Через нек-рое время после начала прецессии синхронность, однако, нарушается и фазы вращения магнитных моментов у разных частиц оказываются различными (рис. 2). В результате суммарное значение $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$ оказывается равным 0 и происходит поперечная П. р. Причины, по к-рым происходит нарушение синхронности (расфазировка) прецессии микроскопич. магнитных моментов, могут быть различными. В твердых парамагнетиках это обычно обусловлено взаимодействием парамагнитных частиц друг с другом, напр. ионов хрома Cr^{+++} в рубине (см. *Спин-спиновая релаксация*). В этом случае поперечная парамагнитная релаксация происходит гораздо быстрее продольной.

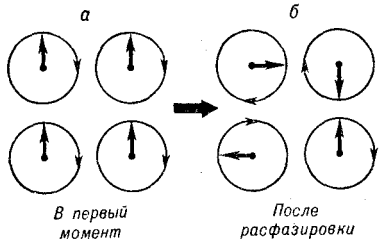


Рис. 2. Поперечные компоненты микроскопических магнитных моментов $\boldsymbol{M}_0^{\perp}$; *а* — в первый момент после включения поля $\boldsymbol{H}$; *б* — после расфазировки в процессе поперечной релаксации. Поле $\boldsymbol{H}$ перпендикулярно плоскости рис.

Продольная П. р. представляет собой выстраивание продольных компонент микроскопич. магнитных моментов по направлению поля $\boldsymbol{H}$. Решающую роль в этом процессе играет тепловое движение атомов парамагнетика, к-рое, с одной стороны, вызывает переориентацию магнитных моментов частиц в направлении $\boldsymbol{H}$, а с др. стороны, препятствует их полностью упорядоченному расположению (см. *Спин-решеточная релаксация*). Продольная П. р. приводит к установлению равновесного (для данных значений темп-ры и внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}$) состояния, при к-ром продольные составляющие большей части микроскопич. магнитных моментов направлены по $\boldsymbol{H}$, а меньшей части — против $\boldsymbol{H}$, что и определяет суммарное значение магнитного момента $\boldsymbol{M}_1$.

Процессы П. р. играют большую роль в явлении *электронного парамагнитного резонанса* и в работе парамагнитных *квантовых усилителей*.

В. А. Ацаркин.

ПАРАМАГНИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — квантовый усилитель *сверхвысоких частот* (СВЧ), в к-ром усиливающим веществом является парамагнитный кристалл, напр. *рубин*. См. *Квантовый усилитель*.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ электрических колебаний — возбуждение или усиление электрич. колебаний в резонаторе, напр. в колебательном контуре,

при периодич. изменении его энергоемких параметров, т. е. емкости или индуктивности. Рассмотрим механизм П. г. и у. на примере колебательного контура, *состоящего из переменной емкости* $C(t)$ и индуктивности L (рис. 1). Пусть в контуре существуют слабые собственные колебания напряжения: $U = U_0 \sin \omega_0 t$ и заряда: $q = U_0 C_0 \sin \omega_0 t$ с периодом $T = \sqrt{LC}$ и энергией $W = q_0^2/2C_0$. Т. к. пластины конденсатора притягиваются друг к другу с силой, зависящей от заряда q, то для того, чтобы их раздвинуть, необходимо совершить работу, к-рая идет на увеличение потенциальной энергии конденсатора. Наоборот, при сближении пластин энергия забирается у конденсатора. Если в момент, когда заряд на емкости максимален, увеличить расстояние между пластинами с d_0 до d_1, то емкость конденсатора $C = \varepsilon S/d$ (ε — диэлектрич. проницаемость, S — площадь пластин) уменьшится от величины C_0 до C_1. При этом потенциальная энергия конденсатора увеличится на величину:

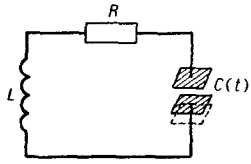


Рис. 1. Колебательный контур; L — индуктивность; $C(t)$ — переменная емкость; R — активное сопротивление элементов контура.

$$\Delta W = \frac{q_0^2}{2}\left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_0}\right) = mW_0, \qquad (1)$$

где $m = \frac{C_0 - C_1}{C_1}$, а W_0 — начальная энергия конденсатора. Если через четверть периода $T/4$, когда заряды на пластинах равны нулю, сдвинуть пластины (работа равна нулю), а еще через $T/4$ опять их раздвинуть и т. д., т. е. если периодически изменять емкость с частотой $2\omega_0$ (или с периодом $T/2$, рис. 2, *а*), то энергия в контуре

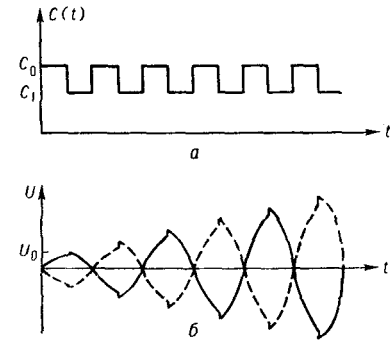


Рис. 2. Параметрическое возбуждение колебаний в контуре с переменной *емкостью* $C(t)$; *а* — скачкообразное изменение емкости C при перемещении пластин конденсатора; *б* — изменения амплитуды U_0 напряжения на емкости; наиболее быстро нарастают во времени амплитуды тех колебаний, у к-рых максимумы напряжения совпадают с уменьшением емкости.

увеличивается, т. е. амплитуда начальных колебаний U_0 усиливается (рис. 2, *б*). В контуре всегда существуют слабые случайные колебания тока и напряжения в широкой области частот (см. *Шумы*). Параметрич. усиление случайных колебаний частоты ω_0 приводит к возбуждению в контуре мощных *колебаний этой частоты*, т. е. к параметрической генерации колебаний.

В реальных контурах существуют потери энергии δW, приводящие к затуханию колебаний. Это главным образом тепловые

потери энергии на активном сопротивлении R элементов контура (рис. 1): $\delta W = 2\pi W_0/Q$, где Q — добротность контура. При установлении колебаний прирост энергии за период T равен:

$$\Delta W - \delta W = 2\left(m - \frac{\pi}{Q}\right) W_0, \qquad (2)$$

т. е. пропорционален начальной энергии W_0 и зависит от знака разности $\left(m - \frac{\pi}{Q}\right)$. Если $m - \frac{\pi}{Q} > 0$, то прирост положителен и амплитуда колебаний U_0 нарастает во времени по закону (рис. 3):

$$U_0 \sim e^{\left(m - \frac{\pi}{Q}\right)\frac{t}{T}}.$$

Соотношение $m > \frac{\pi}{Q}$, наз. условием параметрического возбуждения, показывает, что существует порог параметрич. генерации: периодич. изменение параметра (емкости) должно быть больше обратной величины добротности контура. Чем больше добротность контура Q, тем легче возбудить в нем генерацию.

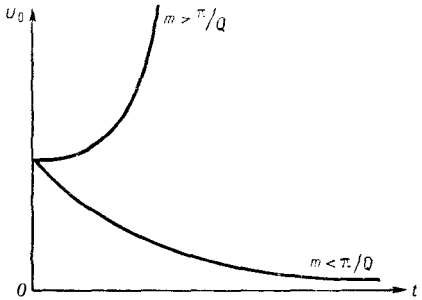


Рис. 3. Изменение во времени амплитуды колебаний в контуре при выполнении или невыполнении условия параметрического возбуждения.

Если $m < \pi/Q$, то амплитуда случайных колебаний падает (рис. 3) и генерация в контуре не возникает, а энергия накачки тратится на частичную компенсацию потерь. Если в таком контуре возбудить вынужденные колебания, то амплитуда U_0 зависит от их частоты. При приближении к частоте $2\omega_0$ амплитуда вынужденных колебаний резко возрастает (рис. 4), но не в Q раз, как при обычном резонансе напряжений (см. *Колебательный контур*), а в $Q_{эф} = \frac{Q}{1 - \frac{mQ}{\pi}}$ раз. Это явление наз. параметрическим резонансом. Если использовать такую систему как усилитель колебаний (сигнала), то коэфф. усиления параметрич. усилителя равен:

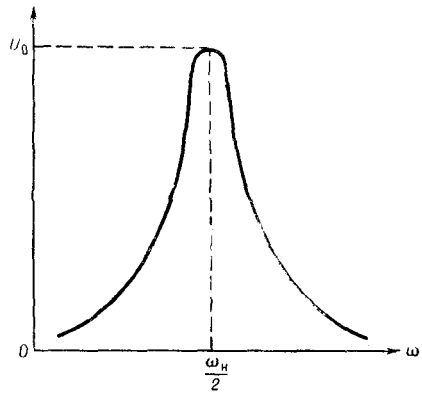


Рис. 4. Амплитуда вынужденных колебаний в контуре резко возрастает при приближении их частоты к $\omega_н/2$.

$$K_{ус} = Q/Q_{эф} = 1\Big/\left(1 - \frac{mQ}{\pi}\right).$$

Чем ближе порог параметрич. возбуждения, тем больше $K_{\text{ус}}$. При $m > \pi Q$ усилитель превращается в генератор.

При очень больших энергиях в контуре прирост энергии ΔW, необходимый для дальнейшего роста амплитуды колебаний, также должен быть очень большим, а последнее ограничивается конечной мощностью накачки. Поэтому при больших амплитудах усиливаемого сигнала коэфф. усиления падает, амплитудная характеристика параметрич. усилителя $U_{\text{вых}} = f(U_{\text{вх}})$ становится нелинейной, а в случае генерации амплитуда установившихся колебаний также обычно ограничена мощностью накачки.

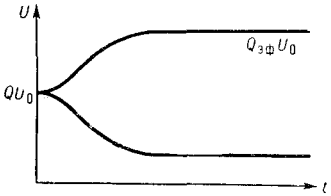


Рис. 5. При правильном выборе фазы накачки колебания в контуре усиливаются (верхняя кривая); при сдвиге фазы накачки на $\pi/2$ (по сравнению с предыдущим случаем) происходит ослабление колебаний (нижняя кривая).

Для параметрич. усиления существенна начальная фаза накачки. Если раздвигать пластины конденсатора в моменты, когда заряды на емкости равны нулю, и сближать их при макс. заряде, то энергия будет отбираться от контура и колебания станут затухать (рис. 5). При параметрич. генерации это несущественно, т. к. нужная фаза сигнала вследствие наличия начальных случайных колебаний подбирается автоматически. Энергию можно отдавать контуру, меняя емкость не через $T/2$, а реже, через T, $3T/2$, $2T$ и т. д., т. е при кратном соотношении между частотой изменения параметра (частотой накачки) $\omega_{\text{н}}$ и собственной частотой контура ω_0:

$$\omega_0/\omega_{\text{н}} = N/2, \quad N = 1, 2, 3\ldots$$

Но при $N \geqslant 2$ средний вклад энергии за период уменьшается, т. к. работа по изменению емкости совершается реже. Это приводит к повышению порога параметрич. возбуждения по сравнению со случаем $\omega_{\text{н}} = 2\omega_0$. Поэтому наиболее распространены параметрич. устройства, в к-рых изменение параметра происходит с частотой $\omega_{\text{н}} = 2\omega_0$.

П. г. и у. в одном контуре имеет существенный недостаток — она не позволяет при данной $\omega_{\text{н}}$ возбуждать или усиливать колебания любой др. частоты, кроме ω_0. П. г. и у. колебаний с произвольными частотами можно осуществить в системе из двух контуров, соединенных между собой переменной емкостью (рис. 6). Пусть в одном из контуров, напр. в первом, возбуждаются собственные колебания частоты ω_1. Тогда периодич. изменение переменной емкости $C(t)$ с частотой накачки $\omega_{\text{н}}$ приводит к появлению во втором контуре колебаний суммарной или разностной частот: $\omega_{\text{н}} + \omega_1$ и $\omega_{\text{н}} - \omega_1$. Если второй контур настроен на частоту $\omega_2 = \omega_{\text{н}} - \omega_1$, то в системе возможна генерация колебаний с двумя частотами ω_1 и ω_2, удовлетворяющими соотношению:

$$\omega_{\text{н}} = \omega_1 + \omega_2.$$

Частоты ω_1 и ω_2 могут быть любыми по величине, лишь бы их сумма равнялась частоте накачки $\omega_{\text{н}}$. Условие возбуждения двухконтурного параметрич. генератора:

$$m > \frac{\pi}{\sqrt{Q_1 Q_2}}.$$

При выполнении этого условия колебания возбуждаются обязательно в двух контурах, т. е. параметрич. генерация происходит одновременно на двух частотах.

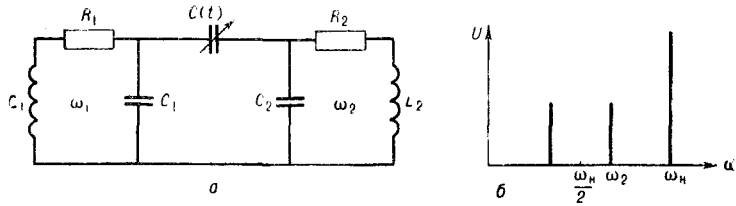


Рис. 6. *а* — двухконтурный параметрический генератор; ω_1 и ω_2 — собственные частоты контуров, L_1 и L_2 — их индуктивности, R_1, R_2 — активные сопротивления их элементов, C_1, C_2 — емкости, $C(t)$ — переменная емкость; *б* — частотный спектр колебаний в генераторе; $\omega_н$ — частота накачки; ω_1 и ω_2 — частоты возбуждаемых колебаний, расположенные симметрично относительно частоты $\omega_н/2$.

Двухконтурную схему можно использовать и для параметрич. усиления колебаний при условии $m \leqslant \pi/\sqrt{Q_1 Q_2}$. В двухконтурном параметрич. усилителе собственная частота одного из контуров равна частоте усиливаемого сигнала. Второй контур настраивается на разность частот накачки и сигнала. При подаче усиливаемого сигнала только на первый контур колебания возникают и во втором контуре, причем фаза колебаний ω_2 автоматически устанавливается такой, что энергия накачки поступает одновременно в оба контура, независимо от фаз усиливаемого сигнала и накачки (рис. 7). Т. о., в двухконтурном параметрич. усилителе отпадает необходимость подбора фазовых соотношений между усиливаемым сигналом и накачкой.

Рис. 7. Параметрическое усиление колебаний в двухконтурном усилителе. После подачи сигнала амплитуды U_0 на первый контур колебания устанавливаются в обоих контурах. Усиление не зависит от фазы сигнала.

В существующих параметрич. усилителях и генераторах емкость конденсатора меняется не механически, а электрически. При этом емкость конденсатора $C = \frac{\varepsilon S}{d}$ можно изменять периодически, если под действием напряжения, приложенного к обкладкам конденсатора, изменится или диэлектрич. проницаемость ε среды, заполняющей конденсатор, или расстояние d между зарядами. Последнее имеет место в полупроводниковых параметрических диодах. В отличие от обычного конденсатора, в к-ром величина заряда прямо пропорциональна напряжению: $q = C_0 U$ (линейная зависимость q от U, C_0 не зависит от напряжения на конденсаторе), в параметрич. диоде связь между зарядом и напряжением на его электродах становится нелинейной: $C(U) = C_0 + C_1 U$, где C_0 — емкость при отсутствии напряжения, C_1 — изменение емкости при изменении напряжения на 1 *в* (рис. 8). Емкость полупроводникового диода определяется толщиной слоя *электронно-дырочного перехода*,

в к-ром нет или мало подвижных носителей заряда. Толщина этого слоя зависит от напряжения на переходе. Если к параметрич. диоду приложить большое переменное напряжение: $U_н \cos\omega t$, то его емкость будет изменяться по закону $C = C_0 (1 + m\cos\omega_н t)$. Отличие гармонич. изменения емкости от скачкообразного приводит лишь к небольшой поправке в условии параметрич. возбуждения:

$$m > 2/\sqrt{Q_1 Q_2}.$$

П. г. и у. можно осуществить, изменяя периодически индуктивность L контура. Катушка с ферритовым сердечником является *нелинейной индуктивностью* $L = L_0 + L(I)$, где I — ток в катушке (см. *Ферриты*). Периодич. изменение тока I и, следовательно, индуктивности L с определенной частотой приводит к П. г. и у.

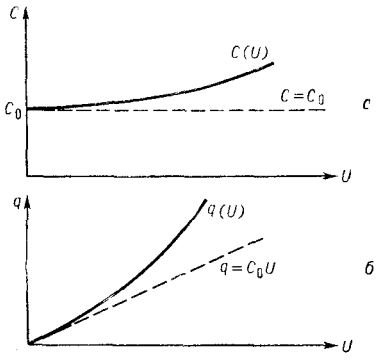


Рис. 8. Зависимости переменной емкости C (*а*) и заряда q (*б*) на параметрическом диоде от приложенного напряжения U (сплошные линии). Пунктиром показана зависимость этих же величин для постоянной емкости.

П. г. и у. в диапазоне СВЧ осуществляют в *объемном резонаторе*. Параметрич. усилители широко применяются в диапазоне СВЧ. Они обладают низким уровнем собственных шумов по сравнению с обычными ламповыми и полупроводниковыми усилителями. В них отсутствует дробовой шум, а тепловой шум, т. е. тепловые флуктуации тока в системе, можно уменьшать, понижая общую темп-ру устройства. *Шумовая температура* параметрич. усилителей при комнатной темп-ре ~ 70 К. При охлаждении до гелиевых темп-р она достигает 2—10 К. Их *полоса пропускания* составляет 10—20% от частоты усиливаемых колебаний. Параметрич. *усилители* могут перестраиваться по частоте либо при изменении частоты накачки $\omega_н$, либо при изменении собственных частот резонаторов. Простота конструкции и малые шумы делают параметрич. *усилители* наряду с *квантовыми усилителями* наиболее чувствительными приборами, применяющимися в радиоастрономии, радиолокации и в системах связи.

Параметрические *генераторы* в диапазоне радиочастот ввиду их малой мощности применяются лишь в измерительных устройствах. Однако *параметрические усилители света* представляют большой интерес.

Лит.: 1) Карасев М. Д., Некоторые общие свойства нелинейных реактивных элементов, «УФН», 1959, т. 69, вып. 2, с. 217; 2) Перцов С. В., Параметрические усилители, М., 1962; 3) Эткин В. С., Гершензон Е. М., Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964.

А. П. Сухоруков.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (параметрическое рассеяние света) — явление, состоящее в том, что нек-рые анизотропные кристаллы, облучаемые светом с длиной волны λ_0, переизлучают свет с бо́льшими длинами волн (т. е. мень-

шими частотами). Напр., кристалл ниобата лития, освещенный аргоновым лазером ($\lambda_0 = 0{,}5$ *мк/м*), светится зеленым, желтым и красным светом ($\lambda_1 = 0{,}55 - 0{,}75$ *мк/м*) и, кроме того, излучает инфракрасные волны ($\lambda_2 = 1.5 - 4$ *мкм*). П. л. отличается от обычной *люминесценции* зависимостью длин волн λ_1 и λ_2 от угла ϑ между направлением наблюдения и лучом лазера. Так, при $\vartheta = 0$ ниобат лития переизлучает красный свет, а при $\vartheta = 10°$ — желтый свет (см. рис. на вклейке в конце книги). П. л. прекращается сразу же (через неск. периодов световых колебаний) после выключения лазера. При бо́льших интенсивностях падающего света П. л. переходит в параметрическую *сверхлюминесценцию*, при которой мощность свечения экспоненциально зависит от размеров кристалла и мощности падающего света. С квантовой точки зрения П. л. объясняется распадом фотонов падающего света $h\nu_0$ на пары фотонов с меньшей энергией $h\nu_1$ и $h\nu_2$ в результате взаимодействия с атомами кристалла. Согласно закону сохранения энергии, частоты вторичных фотонов ν_1 и ν_2 должны удовлетворять равенству: $\nu_1 + \nu_2 = \nu_0$. Кроме того, при распаде должен выполняться закон сохранения импульса. Импульс фотона в прозрачной среде равен $h\boldsymbol{k}$, где $\boldsymbol{k}$ — *волновой вектор*. Поэтому $\boldsymbol{k}_0 = \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2$. Это условие, к-рое наз. условием пространственного синхронизма (см. *Нелинейная оптика*, 5), и приводит к связи между λ_1 и ϑ. *Д. Н. Клышко.*

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА — устройство, в к-ром осуществляется параметрич. возбуждение световых волн. Параметрич. возбуждение электрич. колебаний радиодиапазона происходит в колебательном контуре при периодич. изменении (*модуляции*) его параметров, обычно емкости колебательного контура C. Модуляция емкости с частотой $\omega_н$ (н а к а ч к а) приводит к возбуждению в контуре колебаний с частотами $\omega_с$, связанными с $\omega_н$ простым соотношением, в частности частоты $\omega_с = \omega_н/2$ (см. *Параметрическая генерация и усиление*). Аналогичный принцип применим для возбуждения световых колебаний. Однако в этом случае параметрич. явления носят в о л н о в о й характер и происходят не в контуре с нелинейным конденсатором, а в нелинейной среде.

Условие фазового синхронизма. При распространении световой волны большой интенсивности (в о л н ы н а к а ч к и) среда становится нелинейной — ее диэлектрич. проницаемость ε перестает быть постоянной и начинает зависеть от напряженности электрич. поля E световой волны: $\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi E$ (в отличие от обычной линейной среды с $\varepsilon = \varepsilon_0$). Т. к. электрич. поле световой волны $E_н$ меняется по закону бегущей волны: $E_н = E_{н0} \sin(\omega_н t - k_н x)$ ($k_н = \dfrac{\omega_н}{v_н}$ — волновое число, $v_н$ — фазовая скорость волны накачки в среде, $\omega_н$ — частота накачки), то по такому же закону изменяется (модулируется) диэлектрич. проницаемость ε среды (рис. 1, *а*):

$$\varepsilon = \varepsilon_0 [1 + m \sin(\omega_н t - k_н x)], \qquad (1)$$

где $m = \chi E_{н0}/\varepsilon_0$ наз. г л у б и н о й м о д у л я ц и и д и э л е к т р и ч е с к о й п р о н и ц а е м о с т и.

Такую среду вдоль направления распространения волны накачки ox можно представить себе в виде непрерывной цепочки связанных контуров, конденсаторы к-рых заполнены нелинейным диэлектриком и на обкладки к-рых действует большое переменное электрич.

напряжение, создаваемое электрич. полем световой волны накачки (рис. 2). Модуляция диэлектрич. проницаемости среды означает модуляцию емкостей этих контуров с одинаковой частотой, но с разными фазами. Параметрич. колебания, возникшие в одном из таких контуров с частотой $\omega_c = \omega_н/2$, будут распространяться в

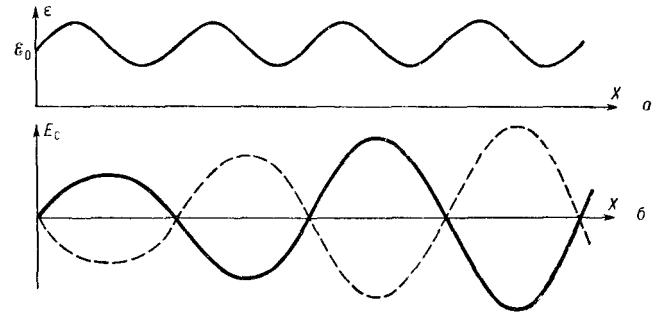


Рис. 1. *а* — волна накачки изменяет диэлектрическую проницаемость нелинейной среды ε; *б* — нарастание амплитуды E_c слабой волны (сигнала) частоты $\omega_c = \omega_н/2$, возбуждаемой в среде с переменной диэлектрической проницаемостью ε при условии $k_н = 2k_c$; на входе фаза сигнала может принимать два значения: $\varphi_c = 0$ (сплошная кривая) и $\varphi_c = \pi$ (пунктир).

виде световой волны (сигнала) вдоль того же направления (рис. 1, *б*). Если эти колебания возникли у входа в среду, то в точку, отстоящую от входа на расстоянии целого числа длин волн сигнала $N\lambda_c = x$, волна сигнала придет с той же фазой, к-рая была на входе в среду (напр., $\varphi = 0$) через время $\tau = x/v_c$, где v_c — скорость распространения сигнала. В этот же момент времени τ волна накачки в

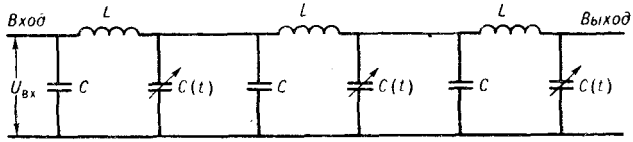


Рис. 2. Нелинейная среда подобна цепочке связанных контуров с нелинейными емкостями $C(t)$.

точке x, а следовательно и переменная часть ε, будут иметь фазу: $\varphi_н = \omega_н\tau - k_н x = \left(\frac{\omega_н}{v_c} - \frac{\omega_н}{v_н}\right) x$. Очевидно, что сдвиг фаз между волнами накачки и сигнала будет равен нулю на всем пути распространения сигнала, если $\varphi_н = 0$, что может быть выполнено только при условии равенства скоростей распространения обеих волн — накачки и сигнала.

При равенстве скоростей волна накачки будет все время отдавать свою энергию возбуждаемой волне сигнала, вследствие чего амплитуда этой волны по мере ее распространения в нелинейной

среде будет непрерывно возрастать по закону:

$$E_{\text{с}} = E_{\text{с}0} \cdot \exp\left[\left(\frac{k_{\text{с}} m}{4} - \delta_{\text{с}}\right) x\right]. \qquad (2)$$

Здесь δ — коэфф. затухания волны, учитывающий неизбежные потери энергии в среде (поглощение, рассеяние), $E_{\text{с}0}$ — амплитуда волны на входе среды. Если потери малы, именно:

$$m > 4\delta_{\text{с}}/k_{\text{с}}, \qquad (3)$$

то усиление всегда существующих случайных колебаний частоты $\omega_{\text{н}}/2$ приводит к генерации световых волн частоты $\omega_{\text{н}}/2$. Т. к. $m = \chi E_{\text{н}}/\varepsilon_0$, то условие возбуждения имеет вид: $E_{\text{н}0} > 4\delta_{\text{с}}\varepsilon_0/\chi k_{\text{с}}$.

Т. о., в нелинейной среде световая волна частоты $\omega_{\text{н}}$ может возбудить волну половинной частоты $\omega_{\text{н}}/2$. Чем меньше потери δ в среде и чем больше коэфф. ее нелинейности χ, тем при меньшей амплитуде волны накачки $E_{\text{н}0}$ будет происходить параметрич. возбуждение волны сигнала. В П. г. с. нарастание амплитуды возбуждаемой волны происходит не во времени, как в контуре, а в пространстве вдоль направления распространения волны накачки. Т. к. $v = c/n$, где c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления среды, то условию $v_{\text{с}} = v_{\text{н}}$ можно придать вид: $n_{\text{с}}(\omega_{\text{с}}) = n_{\text{н}}(\omega_{\text{н}})$, или, введя волновое число $k = n\omega/c$, получим условие:

$$k_{\text{н}} = 2k_{\text{с}}. \qquad (4)$$

Это условие наз. у с л о в и е м ф а з о в о г о с и н х р о н и з м а.

Параметрическое возбуждение световых волн. Аналогично двухконтурным параметрич. усилителям и генераторам радиодиапазона в оптике также можно осуществить параметрич. возбуждение одновременно двух волн, частоты к-рых ω_1 и ω_2 связаны с частотой накачки $\omega_{\text{н}}$ соотношением:

$$\omega_{\text{н}} = \omega_1 + \omega_2.$$

При этом условии на входе в нелинейную среду между фазами возбуждаемых волн в любой момент времени сохраняется соотношение:

$$\varphi_{\text{н}} = \varphi_1 + \varphi_2.$$

Это соотношение будет оставаться *постоянным на протяжении всей* среды, если волновые числа k связаны равенством:

$$k_{\text{н}} = k_1 + k_2. \qquad (5)$$

Соотношение (5) является условием фазового синхронизма при параметрич. *возбуждении двух волн, распространяющихся в том же* направлении, что и волна накачки.

Т. о., в П. г. с. из всех возможных пар волн, частоты к-рых удовлетворяют соотношению: $\omega_{\text{н}} = \omega_1 + \omega_2$, возбуждаются лишь те волны, для к-рых выполняется условие фазового синхронизма $k_{\text{н}} = k_1 + k_2$. Параметрич. *возбуждение волн происходит, если:*

$$m > 4\sqrt{\frac{\delta_1\delta_2}{k_1 k_2}},$$

где δ_1 и δ_2 — коэфф. затухания волн в среде на частотах ω_1 и ω_2. *При наличии* на входе П. г. с. лишь одного сигнала E_1 частоты ω_1

в среде автоматически возбуждается волна E_2 разностной частоты $\omega_2 = \omega_н - \omega_1$, причем с такой фазой, что обе волны E_1 и E_2 усиливаются в пространстве одновременно (рис. 3).

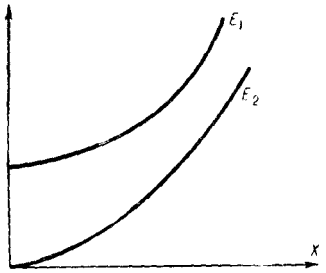


Рис. 3. Рост амплитуд возбуждаемых волн E_1 и E_2 по мере их распространения в нелинейной среде при наличии на входе среды одной из слабых волн частоты ω_1.

Параметрическое возбуждение света в анизотропном кристалле. Параметрич. возбуждение световых волн может происходить также, если волны распространяются под нек-рыми углами к волне накачки. Распространение плоской световой волны в пространстве описывается ф-лой: $E = eE_0 \sin(\omega t - kr)$, где e — вектор поляризации волны, E_0 — амплитуда, k — *волновой вектор* (показывающий направление распространения плоской волны, величина к-рого равна волновому числу), r — радиус-вектор точки пространства. Соотношение между частотами возбуждаемых волн остается прежним: $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$. Условие же синхронизма приобретает векторный характер:

$$k_н = k_1 + k_2. \qquad (6)$$

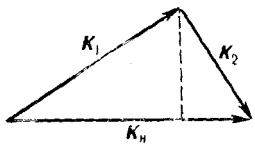


Рис. 4. Условие векторного синхронизма: волновые векторы накачки $k_н$ и сигналов k_1 и k_2 составляют треугольник.

В этом случае волновые векторы образуют замкнутый треугольник (рис. 4). Отсюда следует, что $k_н \leqslant k_1 + k_2$.

Практич. осуществление П. г. с. связано с выполнением условия фазового синхронизма. Это условие выполнялось бы автоматически, если бы показатель преломления среды n не зависел от частоты волны, т. е. если бы отсутствовала *дисперсия* света. В действительности же n, как правило, увеличивается с ростом частоты (нормальная дисперсия, рис. 5) либо иногда уменьшается (аномальная дисперсия). Поэтому, казалось бы, что волна накачки и волна сигнала, частота к-рого в 2 раза меньше, не могут распространяться с одинаковой скоростью и, следовательно, П. г. с. неосуществим. Однако оказалось, что в нек-рых средах для волн, распространяющихся под определенным углом к волне накачки, условие синхронизма может выполняться (рис. 6). В анизотропном кристалле могут распространяться два типа волн с разными фазовыми скоростями и взаимно перпендикулярными поляризациями. Одна из волн наз. обыкновенной, другая — необыкновенной. При падении на анизотропный кристалл плоской световой волны с поляризацией, не совпадающей с поляризациями обыкновенной и необыкновенной волн, в кристалле распространяются обе волны. Если поляризация падающей волны совпадает с поляризацией

обыкновенной или необыкновенной волны, то в кристалле распространяется либо та, либо другая (см. *Двойное лучепреломление*).

Показатель преломления обыкновенной волны n_0 не зависит от направления ее распространения в кристалле. Если отложить из нек-рой точки по всем направлениям величину показателя преломления или длину волнового вектора обыкновенной волны, то образуется сферич. поверхность (рис. 7). Показатель преломления необыкновенной волны n_e *зависит от направления ее распространения*. Для одноосного кристалла поверхность, описывающая изменение n_e и k_e, — эллипсоид вращения. Эллипсоид k_e касается сферы k_0 в двух точках, через к-рые и проходит оптич. ось кристалла. Если $n_e < n_0$, т. е. эллипсоид расположен внутри сферы, то кристалл наз. о т р и ц а т е л ь н ы м, если $n_e > n_0$ — положительным.

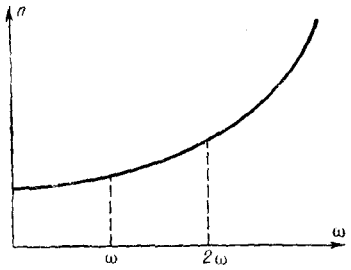


Рис. 5.

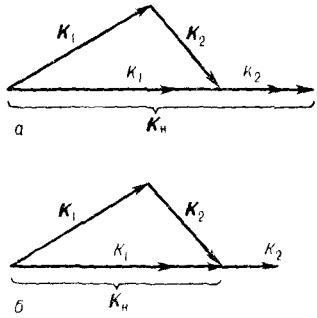


Рис. 6.

Рис. 5. *Зависимость показателя преломления n от частоты волны ω при нормальной дисперсии.*

Рис. 6. *а* — при нормальной дисперсии условие синхронизма не выполняется, так как $k_н > k_1 + k_2$; *б* — условие векторного синхронизма может выполняться *при аномальной дисперсии, когда* $k_н < k_1 + k_2$.

Рассмотрим сечение обеих поверхностей n_e и n_0 плоскостью, *проходящей через направление распространения волны накачки* и через оптич. ось отрицательного кристалла. В сечении образуются окружность и эллипс (рис. 7). Пусть волна накачки является необыкновенной волной, распространяющейся под углом ϑ к оптич. оси кристалла. Если изменить направление волны накачки в кристалле (повернуть кристалл), то меняется длина волнового вектора необыкновенной волны накачки k_e, причем, чем больше угол ϑ, тем меньше $k_н$. Подбирая ϑ, можно добиться равенства n_e на частоте накачки $\omega_н$ и n_0 на частоте сигнала $\omega_c = \omega_н/2$, т. е. выполнения условия синхронизма: $n_e(2\omega_c) = n_0(\omega_c)$. Т. о., в анизотропном отрицательном кристалле можно возбудить обыкновенную волну сигнала с частотой $\omega_н/2$. Для этого необыкновенная волна накачки должна распространяться в кристалле вдоль определенного направления, наз. н а п р а в л е н и е м с и н х р о н и з м а. Угол ϑ_c *между этим направлением и оптич. осью* наз. у г л о м с и н х р о н и з м а (рис. 8).

Параметрич. возбуждение двух световых волн в отрицательном кристалле также возможно, но лишь при условии, что волна накачки является необыкновенной — это необходимо для того, чтобы:

$k_н \leqslant k_1 + k_2$. Возбужденные волны на частотах ω_1 и ω_2 могут быть обыкновенными, а в нек-рых случаях, когда уменьшение показателя преломления у волны накачки значительно, одна из возбуждаемых волн может быть необыкновенной. Направления синхронизма, соответствующие возбуждению или двух обыкновенных волн или одной обыкновенной, а другой — необыкновенной волны, не совпадают между собой — во втором случае угол синхронизма больше, чем в первом. При распространении волны накачки под углом к оптич. оси кристалла большем, чем ϑ_c, длина волнового вектора

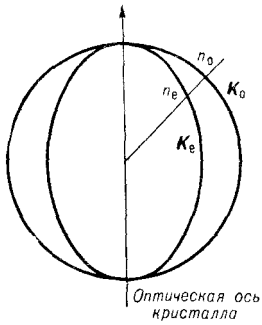


Рис. 7.

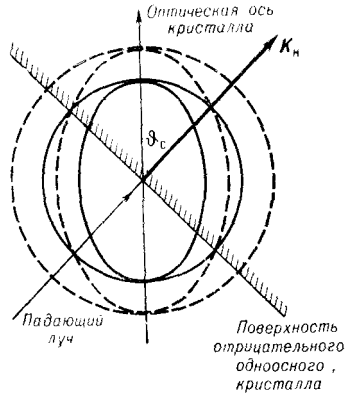


Рис. 8.

Рис. 7. Сечение поверхностей показателей преломления в одноосном отрицательном кристалле; n_o — для обыкновенной, n_e — для необыкновенной волн.

Рис. 8. Сечение поверхностей показателей преломления для волн с частотами ω_c (сплошные линии) и $\omega_н$ (пунктир); вдоль направлений, соответствующих пересечению поверхностей n_o и n_e выполняется условие синхронизма, ϑ_c — угол синхронизма.

накачки $k_н$ становится меньше суммы длин волновых векторов возбуждаемых волн ($k_н < k_1 + k_2$) и возможно выполнение условия синхронизма (рис. 9, *а*):

$$k_н = k_1 + k_2.$$

Перестройка частоты световых волн. Т. о., в анизотропном кристалле существуют направления синхронизма, вдоль к-рых может происходить параметрич. возбуждение одновременно двух волн. При этом в каждом данном направлении в кристалле возбуждаются волны лишь вполне определенных частот, для к-рых выполняются как частотное соотношение: $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$, так и условие синхронизма: $k_н = k_1 + k_2$. Это явление используется для генерации света с различными частотами. Если, напр., в направлении, вдоль к-рого в кристалле распространяется необыкновенная волна накачки, возбуждаются две обыкновенные волны с частотами ω_1 и ω_2, то для этих волн выполняются соотношения $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$ и $k_н = k_1 + k_2$. При изменении направления распространения волны накачки по отношению к оптич. оси кристалла, т. е. при повороте кристалла, длина вектора $k_н$ изменится, а длины векторов k_1 и k_2

останутся прежними (рис. 9, *б*). Условие синхронизма для этой пары волн перестает выполняться и они больше не будут возбуждаться. Вместе с тем по новому направлению возможно параметрич. возбуж-

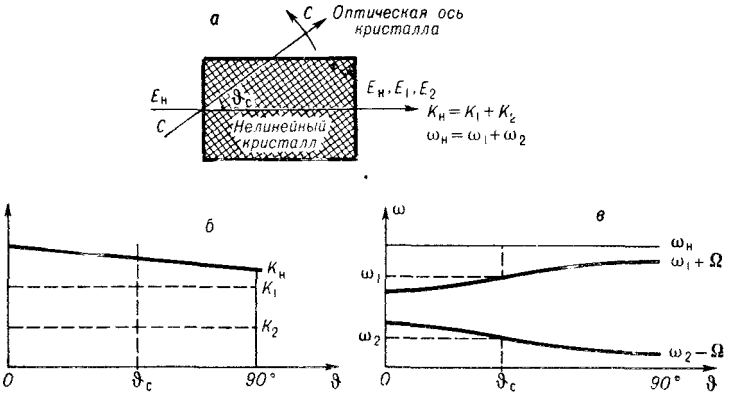


Рис. 9. *а* — направление синхронизма в нелинейном кристалле; *б* — изменение длин волновых векторов необыкновенной волны накачки $k_н$ и обыкновенных волн сигналов k_1 и k_2 при повороте кристалла, ϑ — угол между оптической осью кристалла и лучом накачки; *в* — зависимость частот ω_1 и ω_2, для которых выполняется условие синхронизма от угла ϑ между оптической осью кристалла и направлением луча накачки.

дение пары др. волн с частотами $\omega_1 + \Omega$ и $\omega_2 - \Omega$, где Ω — сдвиг частоты, определяемой из условия (рис. 9, *в*):

$$\boldsymbol{k}_н(\omega_н) = \boldsymbol{k}_1(\omega_1 + \Omega) + \boldsymbol{k}_2(\omega_2 - \Omega).$$

Сдвиг частоты Ω можно плавно менять, поворачивая кристалл. Именно таким способом осуществляется перестройка частоты в П. г. с. Существуют и др. возможности перестройки частоты П. г. с., связанные с зависимостью направления синхронизма от темп-ры, внешнего электрич. поля и т. д.

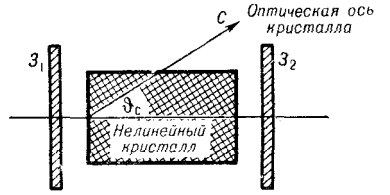


Рис. 10. Эффективность параметрического генератора света повышают, помещая нелинейный кристалл в оптический резонатор, т. е. между зеркалами $З_1$ и $З_2$.

Выходную мощность П. г. с. повышают, увеличивая длину кристалла и мощность волны накачки. Однако большие кристаллы трудно вырастить, а повышению мощности накачки препятствует электрич. пробой кристалла. Самый простой способ увеличения эффективности генератора состоит в применении *открытого резонатора*, состоящего из двух плоских параллельных зеркал. Если внутри такого резонатора поместить нелинейный кристалл, то

усиливаемые волны будут пробегать нелинейный кристалл много раз во время действия накачки (рис. 10). Уже созданы и работают П. г. с. с резонатором и без него. Источником волны накачки служит излучение мощных *твердотельных лазеров* и *газовых лазеров*. Плавно перестраивая П. г. с., можно пройти весь диапазон видимого света от красного до фиолетового. См. также *Нелинейная оптика*, 6.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Параметрические усилители и генераторы света, «УФН», 1966, т. 88, вып. 3, с. 439. *А. П. Сухоруков.*

ПАУЛИ ПРИНЦИП — один из основных законов квантовой механики, согласно к-рому для системы частиц с полуцелым *спином* (напр., электронов) в каждом квантовом состоянии может находиться не более одной частицы. В частности, согласно П. п., в атоме может существовать не более двух электронов, обладающих данной энергией (находящихся на данном *уровне энергии*), моментом количества движения и его проекцией на к. -л. выделенное направление (напр., направление магнитного поля, в к-ром находится атом). Эти два электрона согласно П. п. обязательно имеют противоположную ориентацию спинов.

ПЛАЗМА (газовая) — состояние газа с высокой концентрацией заряженных частиц — ионов и электронов. Нейтральная П. содержит практически одинаковое количество ионов и электронов. Различают низкотемпературную П., высокотемпературную термоядерную П., ионосферную и космическую П. В П. твердых тел заряженные подвижные частицы — электроны в металлах (электронная П.) или электроны и дырки в *полупроводниках* (электронно-дырочная П.).

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ. Благодаря наличию заряженных частиц, в *плазме* может возбуждаться большое (практически неограниченное) число различных типов колебаний. Наряду с обычными акустич. колебаниями плотности вещества в жидкостях, газах и твердых телах, в плазме могут существовать колебания плотности заряда. При смещении заряженных частиц от положения равновесия возникает электрич. поле, к-рое стремится вернуть их в исходное положение. Вследствие этого возникают медленные колебания тяжелых ионов относительно быстро колеблющихся электронов (ионно-звуковые волны). Часто́ты таких колебаний ω_i не превышают т. н. ленгмюровскую частоту ионов ω_{Li}:

$$\omega_i \leqslant \omega_{Li} = \sqrt{4\pi e_i^2 N_i / M},$$

где N_i — число ионов в 1 $см^3$ плазмы, e_i — их заряд, M — масса. Обычно $\omega_{Li} \sim 10^2 - 10^7$ *гц*. В плазме могут также возникать высокочастотные колебания электронов относительно «неподвижных» ионов. Эти колебания наз. ленгмюровскими, т. к. их частоты ω_e колебаний порядка ленгмюровской частоты электронов ω_{Le}

$$\omega_e \approx \omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}},$$

где N_e — концентрация, e — заряд, а m — масса электронов. Для различных плазм ω_e меняются в пределах от 10^5 до 10^{15} *сек*.

Особенно многообразной становится картина П. к. и в. при наличии магнитного поля (магнитоактивная плазма).

В магнитоактивной плазме возможны высокочастотные спиральные волны, наз. свистящими атмосфериками, или геликонами. Они обусловлены ларморовским вращением электронов и ионов в магнитном поле (вращением заряженных частиц вокруг силовых линий магнитного поля, см. *Диамагнетизм*). Частоты этих волн ω лежат между ларморовскими частотами ионов Ω_i и электронов Ω_e:

$$\Omega_i = \frac{eB}{Mc} < \omega < \Omega_e = \frac{eB}{mc},$$

где c — скорость света в вакууме, B — магнитная индукция.

Существует также большое число циклотронных волн с частотами $\omega_ц$, кратными ларморовским частотам электронов и ионов:

$$\omega_ц \approx n\Omega_{ie} \quad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

В магнитоактивной плазме, кроме ионно-звуковых колебаний, существуют также низкочастотные магнитозвуковые и альфвеновские волны, частоты к-рых меньше ларморовской частоты ионов. Эти колебания обусловлены упругостью магнитных силовых линий. Частицы как бы «приклеены» к силовым линиям. Они могут лишь скользить вдоль силовых линий, но не могут сойти с них. Перемещаясь, они увлекают за собой поле.

В реальной плазме распределение частиц по энергиям в большинстве случаев не является равновесным (см. *Больцмана распределение*). Благодаря этому в плазме может иметь место *инверсия населенностей* и происходить самопроизвольное (спонтанное) возбуждение — генерация электромагнитных колебаний, подобно тому, как это имеет место в лазерах и мазерах (см. *Квантовая электроника*, 4). На этом основано создание плазменных усилителей и генераторов электромагнитных волн СВЧ (сантиметровых и миллиметровых радиоволн). Неравновесная плазма в таких приборах создается пропусканием через нее пучка заряженных частиц. Аналогия с лазерами и мазерами при этом столь близка, что здесь также используется термин *отрицательная температура* для характеристики неравновесности плазмы.

Самопроизвольное возбуждение колебаний в неравновесной плазме в ряде случаев очень нежелательно. Так, в достаточно высокотемпературной плазме, удерживаемой сильным магнитным полем, возможно возбуждение дрейфовых и дрейфово-диссипативных колебаний, обусловленных неоднородностью плотности, темп-ры и магнитного поля. Эти колебания приводят к завихрениям в плазме. Дрейфовые колебания представляют большую опасность для магнитной изоляции плазмы и поэтому имеют важное значение при решении центральной проблемы управляемого термоядерного синтеза.

Лит.: 1) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1967; 2) Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961; 3) Коллективные колебания плазмы, М., 1964; 4) Стикс Т., Теория плазменных волн, пер. с англ., М., 1965; 5) Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1—5, М., 1963—67.

А. А. Рухадзе.

ПЛАНКА ПОСТОЯННАЯ (квант действия) — одна из основных постоянных физики. Обозначается h, равна 6.62491×10^{-27} *эрг·сек*. С П. п. связано наличие у частицы волновых свойств, т. к. импульсу p всякой частицы соответствует длина волны $\lambda = h/p$, а энергии $\mathcal{E}$ частицы — частота ν: $\mathcal{E} = h\nu$. Если $p \gg h$,

го $\lambda \to 0$ и волновые свойства частицы становятся несущественными. С П. н. связано фундаментальное *неопределенностей соотношение.*

ПЛОСКОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ — плоскость, проходящая через электрич. вектор электромагнитной волны и направление ее распространения. См. *Поляризация.*

***p — n*-ПЕРЕХОД** — то же, что *электронно-дырочный переход.*

ПОКАЗАТЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ электромагнитных волн — величина, обратная расстоянию l, на к-ром интенсивность I потока излучения уменьшается в $e = 2{,}73$ раза. Процесс поглощения описывается ф-лой:

$$I = I_0 e^{-\varkappa l},$$

где I_0 — начальная интенсивность, l — длина пути, $\varkappa$ — П. п.

ПОККЕЛЬСА ЯЧЕЙКА — анизотропный кристалл в переменном электрич. поле, служащий модулятором света. Действие такого модулятора основано на зависимости плоскости поляризации светового луча, проходящего через кристалл от приложенного электрич. поля. П. я. применяется в качестве оптич. затвора в *лазерах.*

ПОЛОСА ПОГЛОЩЕНИЯ — область частот ν (или длин волн $\lambda = c/\nu$), в к-рой поглощение электромагнитных волн превосходит поглощение в соседних областях.

ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ (в радиофизике) — область частот, пропускаемых к.-л. устройством, в пределах к-рого амплитуда электрич. колебаний на выходе устройства имеет значение, не меньшее, чем $\frac{1}{\sqrt{2}}$ от входного.

ПОЛУПРОВОДНИКИ — вещества, к-рые по величине электропроводности занимают промежуточное положение между проводниками (металлами) и изоляторами (диэлектриками). Удельное электросопротивление П. при комнатной темп-ре составляет 10^4 — 10^9 *ом·см.* П. отличаются от металлов не только меньшей величиной удельной электропроводности, главная особенность П. заключается в том, что их электропроводность резко возрастает с темп-рой (у металлов она при нагревании уменьшается). П. обладают очень высокой чувствительностью к внешним воздействиям: к изменению темп-ры и давления, к свету, бомбардировке заряженными частицами, а также к содержанию примесей. Эта особенность П. дает возможность управлять их свойствами, что обусловливает их огромное значение в технике. Свойства П. хорошо объясняются зонной теорией твердого тела. Полупроводниками могут быть монокристаллические, поликристаллические, а также аморфные и жидкие вещества. Наибольший интерес представляют полупроводниковые монокристаллы.

Уровни энергии электронов в кристалле. Известно, что электроны в атомах могут находиться только на определенных *уровнях энергии*, причем на каждом уровне может быть не более двух электронов (см. *Паули принцип*). Электроны стремятся занять уровни с наименьшей энергией. В результате этого нижние уровни заполнены электронами, верхние — пусты. Электрон в атоме может перейти с данного уровня $\mathscr{E}_1$, на к-ром он находится, на более высокий уровень $\mathscr{E}_2$ только «скачком», если ему сообщить энергию, равную $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$. В кристалле атомов так много, а расстояния между атомами столь малы, что в результате взаимодействия между ними энергетич. спектры атомов искажаются — из дис-

кретных энергетич. уровней отдельных атомов образуются полосы (зоны) разрешенных энергий, разделенные запрещенными зонами (рис. 1). В каждой разрешенной зоне столько уровней энергии, сколько атомов в кристалле. Т. к. ширина полос или зон относительно невелика (~ 10 *эв*), а число атомов в кристалле велико ($\sim 10^{22}$), то расстояние между уровнями в зонах чрезвычайно мало ($\sim 10^{-21}$ *эв*). Поэтому можно считать, что разрешенные уровни энергии в зонах распределены непрерывно. Электроны в кристалле могут иметь только такие значения энергии, к-рые находятся в пределах к.-л. разрешенной зоны.

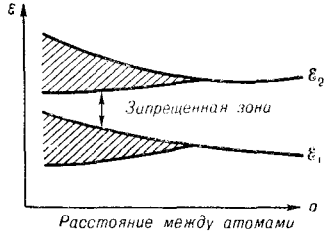


Рис. 1. С уменьшением расстояния a между атомами уровни энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ изолированных атомов расширяются, превращаясь в зоны разрешенных энергий.

Наиболее важными для П. являются валентная зона, образованная уровнями энергии валентных электронов невозбужденных атомов, и ближайшая к ней разрешенная зона, наз. зоной проводимости. Между ними лежит запрещенная зона шириной $\Delta\mathscr{E}$ (рис. 2, *а*). Т. к. электрон не может иметь энергию, лежащую в пределах запрещенной зоны, то для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости ему необходимо сообщить энергию, превышающую ширину запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$. Величина

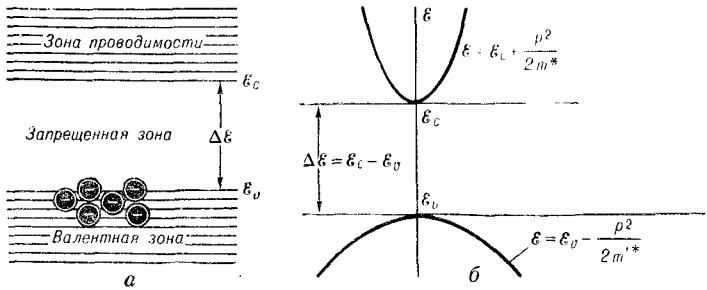


Рис. 2, *а* — валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной шириной $\Delta\mathscr{E}$; *б* — квадратичная зависимость энергии $\mathscr{E}$ электрона проводимости и дырки вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ и потолка валентной зоны $\mathscr{E}_v$ от их импульса p; параболы различны, т. к. эффективные массы электрона m^* и дырки m'^* не равны друг другу.

$\Delta\mathscr{E}$ у различных П. колеблется в пределах от $1 - 2 \cdot 10^{-3}$ *эв* до 1—3 *эв*, в отличие от диэлектриков (изоляторов), у которых $\Delta\mathscr{E} \sim 3 - 10$ *эв*.

Носители электрического заряда. В идеальном полупроводниковом кристалле (без примесей и дефектов) решетки при темп-ре $T = 0$ К валентная зона целиком заполнена электронами, а зона проводимости пуста. Такой кристалл является диэлектриком, потому что электроны в полностью заполненной зоне не могут изме-

нять свою энергию под действием слабого электрич. поля и переносить заряд (в такой зоне возможен лишь «обмен уровнями» между электронами). Для участия в электропроводности электрон должен иметь возможность за счет электрич. поля приобрести дополнительную энергию, т. е. перейти на более высокий уровень. Т. о., в электропроводности могут участвовать только электроны частично заполненных зон, напр. зоны проводимости, где имеется множество близко расположенных свободных уровней. Только эти электроны становятся носителями электрич. заряда в П., они могут перемещаться (дрейфовать) в кристалле под действием электрич. поля. Отсюда их название — электроны проводимости.

Если электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, в валентной зоне образуется незанятое место — дырка. В отсутствие электрич. поля дырка беспорядочно перемещается (мигрирует) по кристаллу. Под действием же электрич. поля дырка перемещается в направлении электрического поля, т. е. ведет себя как частица с положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Дырка также является носителем тока в П.

Движущийся в кристалле электрон обладает определенным количеством движения или импульсом p. Известно, что импульс свободного электрона, движущегося в вакууме, пропорционален его скорости: $p = mv$ (m — масса электрона), а его кинетич. энергия пропорциональна квадрату импульса: $\mathscr{E} = p^2/2m$. Импульс электрона и дырки, движущихся в кристалле, более сложным образом зависит от $\mathscr{E}$ и v. Только вблизи «потолка» валентной зоны $\mathscr{E}_v$ и «дна» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ имеет место квадратичная зависимость энергии от импульса (рис. 2, *б*). В зоне проводимости энергия электрона $\mathscr{E}$ растет с ростом импульса p по закону:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_c + p^2/2m^*, \qquad (1)$$

а в валентной зоне падает:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_v - p^2/2m'^*. \qquad (1,a)$$

Величины m^* и m'^* наз. эффективной массой электрона и дырки. Они зависят от структуры кристаллич. решетки. Эффективные массы электронов и дырок могут быть как меньше, так и больше массы свободного электрона.

Образование пары электрон проводимости — дырка может происходить в П. под действием различных факторов. Так, с повышением темп-ры возрастает амплитуда колебаний атомов решетки и электрон валентной зоны может получить от решетки энергию, достаточную для перехода в зону проводимости. Процесс образования электрона проводимости и дырки в результате возбуждения электронов колебаниями решетки наз. тепловой генерацией электронно-дырочных пар. Вероятность этого процесса мала, потому что для попадания в зону проводимости электрон должен иметь энергию, превышающую ширину запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$, к-рая у П. ~ 1 *эв*, тогда как средняя энергия, получаемая электроном от колебаний решетки, порядка kT (k — *Больцмана постоянная*), т. е. при комнатной темп-ре $\sim 0{,}025$ *эв*. Генерация электронов проводимости и дырок может происходить также и при поглощении кванта света достаточной энергии: $h\nu \geqslant \Delta\mathscr{E}$.

Параллельно с генерацией электронно-дырочных пар в П. имеет место противоположный процесс — рекомбинация элек-

тронов и дырок. Электрон проводимости, встречая дырку, заполняет пустое место в валентной зоне. Одновременное действие этих процессов приводит к установлению в П. равновесия, характеризующегося равновесной концентрацией носителей заряда. Эта величина при комнатной темп-ре для всех П. во много раз меньше, чем концентрация валентных электронов. Напр., в германии (Ge) на 10^{10} валентных электронов приходится один электрон проводимости.

Электропроводность. Но и такого малого количества носителей заряда достаточно, чтобы П. обладал заметной электропроводностью. Это связано с тем, что электропроводность П. σ зависит не только от концентрации электронов n и дырок p, но и от их подвижностей U_n и U_p : $\sigma = e\,(nU_n + pU_p)$. В чистых П. подвижности электронов часто значительно больше, чем в металлах. Напр., в антимониде индия (InSb) подвижность электронов в 10^3 раз больше, чем меди Cu.

В чистом П., не содержащем примесей (собственный П.), концентрации электронов n и дырок p равны: $n = p = n_i$. Величина n_i наз. собственной концентрацией носителей, она сильно возрастает с темп-рой: $n_i = e^{-\frac{\Delta\mathscr{E}}{2kT}}$. Поэтому электропроводность у чистых П. с ростом темп-ры резко увеличивается.

Примесные полупроводники. Кроме собственных П., существуют примесные П., в к-рых часть атомов исходного вещества заменена атомами др. элементов, уровни к-рых расположены в запрещенной зоне П. Примесные атомы бывают двух сортов. Доноры, внедряясь в кристаллич. решетку, отдают один электрон в зону проводимости. Электрон может и не оторваться от донора, тогда он занимает уровень энергии $\mathscr{E}_д$, лежащий внутри запрещенной зоны, вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ (рис. 3). Акцепторы, наоборот, могут захватывать электрон, создавая дырку в валентной зоне. Их уровни энергии $\mathscr{E}_A$ лежат в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны $\mathscr{E}_v$.

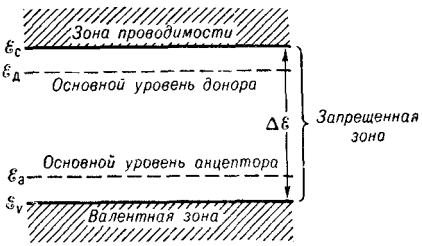


Рис. 3. Расположение уровней энергии доноров $\mathscr{E}_д$ и акцепторов $\mathscr{E}_A$ в запрещенной зоне полупроводника.

Кристаллы неизбежно содержат примеси в той или иной степени. Различие между собственными и примесными П. определяется лишь степенью влияния примесей на их электропроводность. Если концентрация доноров $N_д$ в П. превышает концентрацию собственных электронов проводимости n_i, то основной вклад в электропроводность дают электроны проводимости, т. к. их концентрация n становится много больше концентрации дырок p. Такой П. наз. электронным П. или П. n-типа, в отличие от П. p-типа или дырочного, у к-рого $p > n$.

Электропроводность примесного П. гораздо слабее зависит от темп-ры, т. к. число носителей в нем определяется главным образом концентрацией содержащихся примесей, а не процессом тепловой генерации. Только при низких температурах, когда теп-

ловой энергии не хватает, чтобы «оторвать» электрон от донора и «забросить» его в зону проводимости или «забросить» электроны из валентной зоны на уровни акцептора, электроны доноров и дырки акцепторов не дают вклада в ток и примесный П. превращается в изолятор. Однако возможно и такое состояние П., когда его электропроводность отлична от нуля даже при $T = 0$ К (см. ниже).

Оптические свойства. Чистые П. практически прозрачны для света с частотой $\nu < \Delta\mathscr{E}/h$. На частотах $\nu \geqslant \Delta\mathscr{E}/h$ наблюдается сильное поглощение света, сопровождающееся переходом электрона в зону проводимости, т. е. рождением электронно-дырочных пар. При поглощении света выполняются законы сохранения не только энергии, но и импульса. Т. к. импульс фотона очень мал, то в П., в к-рых вершины парабол совпадают (рис. 2, *б*), можно считать, что при рождении пары импульсы электрона и дырки практически равны (*прямые переходы*; рис. 4). Однако в нек-рых П., в к-рых вершины параболы $\mathscr{E}(p)$ электронов и дырок смещены, существенную роль в поглощении света играют колебания кристаллич. решетки (*непрямые переходы*). При непрямых переходах поглощение света с частотой $\nu \simeq \Delta\mathscr{E}/h$ сопровождается возбуждением или поглощением порции (кванта) колебаний решетки, наз. *фононом*. Импульс фонона равен разности импульсов рекомбинировавших электрона и дырки (см. рис. 6 в ст. *Полупроводниковый лазер*).

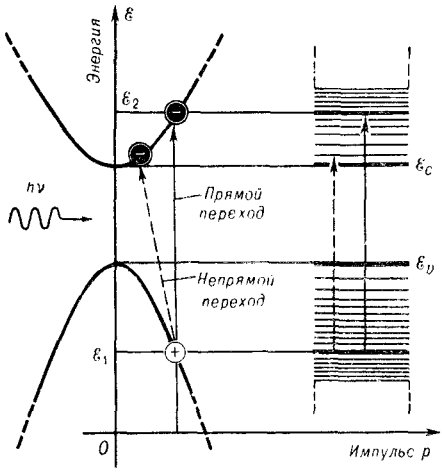


Рис. 4. Прямые и непрямые переходы.

Уровень Ферми. Для более детального понимания процессов, происходящих в П., необходимо знать, как распределены электроны проводимости и дырки по уровням энергии. Т. к. электроны стремятся занять уровни с наименьшей энергией, а при отсутствии теплового движения этому ничто не препятствует, то при $T = 0$ К в кристалле имеется резкая граница между заполненными и пустыми уровнями энергии. Эта граница наз. *уровнем Ферми* μ. Все уровни с энергией $\mathscr{E} < \mu$ заполнены (каждый двумя электронами с противоположными *спинами*), а уровни энергии $\mathscr{E} > \mu$ — пусты. Чем больше концентрация электронов проводимости в П., тем выше расположен уровень Ферми.

При темп-ре больше абс. нуля распределение электронов становится более сложным, т. к. тепловое движение может забросить электроны на более высокие уровни $\mathscr{E} > \mu$. Теперь под уровнем Ферми понимают уровень, вероятность заполнения к-рого $f(\mathscr{E}) = {}^1/_2$ (рис. 5). Вероятность заполнения электроном любого уровня с энергией $\mathscr{E}$ при любой темп-ре T, как в валентной зоне, так и в

зоне проводимости, дается ф-лой Ферми — Дирака:

$$f_э(\mathscr{E}) = 1/[1 + e^{(\mathscr{E}-\mu)/kT}]. \qquad (2)$$

Ширина переходной области от заполненных уровней к пустым пропорциональна kT (см. *Ферми распределение*). Т. к. сумма вероятностей обнаружить на одном уровне электрон и дырку равна единице: $f_э(\mathscr{E}) + f_д(\mathscr{E}) = 1$, то для дырок получается также распределение Ферми — Дирака вида

$$f_д = 1\,[1 + e^{(\mu - \mathscr{E})/kT}]. \qquad (2,\ а)$$

В примесных П. с ростом концентрации доноров $N_д$ уровень Ферми поднимается вверх, приближаясь к зоне проводимости.

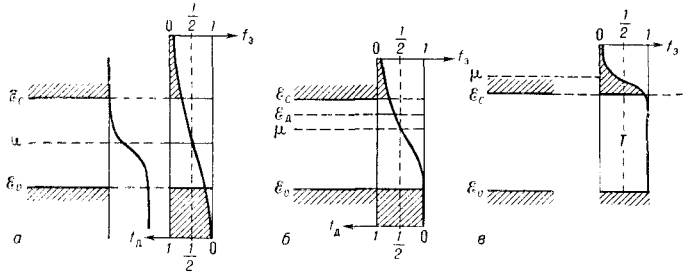


Рис. 5. Распределение электронов и дырок по энергетическим уровням зон: *а* — в собственном полупроводнике; *б* — в полупроводнике *n*-типа; *в* — в вырожденном полупроводнике *n*-типа; $f_э(\mathscr{E})$ — вероятность того, что электрон занимает уровень $\mathscr{E}$ в зоне проводимости, $f_д(\mathscr{E})$ — вероятность нахождения дырки на уровне $\mathscr{E}$ валентной зоны, μ — уровень Ферми.

При этом вероятность обнаружить электрон на к.-л. уровне зоны проводимости возрастает, а вероятность нахождения дырки на к.-л. уровне в валентной зоне падает (рис. 5, *б*). Аналогично, с ростом концентрации акцепторов N_A уровень Ферми опускается вниз к валентной зоне.

Особый интерес представляют П. со столь большой концентрацией доноров или акцепторов, когда уровни примесных атомов расширяются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости и валентной зоной. Такой П. близок по своим свойствам к металлу: его электропроводность очень высока и слабо зависит от темп-ры. Уровень Ферми оказывается либо в зоне проводимости (рис. 5, *в*), либо в валентной зоне. В этом случае говорят о *вырождении* электронов или дырок. Такой П. наз. в ы р о ж д е н н ы м. В вырожденном П. *n*-типа электроны при $T = 0$К полностью заполняют не только уровни валентной зоны, но и все уровни, лежащие в зоне проводимости вблизи ее дна, ниже μ. При повышении темп-ры электроны переходят на уровни с большей энергией и слой плотно заполненных уровней уменьшается. Поэтому с ростом темп-ры уровень Ферми опускается вниз и при достаточно высокой темп-ре может оказаться в запрещенной зоне, т. е. вырождение может исчезнуть. Критич. темп-ра, при к-рой исчезает вырождение, тем выше, чем больше концентрация доноров $N_д$. Напр., для 1 $см^3$ Ge при комнатной температуре для вырождения электронов необходимо $N_д > 10^{19}$.

Квазиуровни Ферми. В равновесии произведение концентрации электронов и дырок $n \cdot p$ в П. не зависит от концентрации примесей. Действительно, напр., рост n за счет доноров сопровождается уменьшением p из-за перехода электронов с донорных уровней на акцепторные и в валентную зону. В результате: $n \cdot p = n_i^2$. Поэтому в вырожденном П. n-типа концентрация дырок очень мала, а в вырожденном П. p-типа почти нет электронов проводимости. Однако возможна такая ситуация, при к-рой одновременно велики и n и p, т. е. $n \cdot p > n_i^2$. Такое отклонение от равновесия получается в результате к.-л. внешнего воздействия на П., напр. при облучении его светом частоты $\nu \geqslant \Delta\mathscr{E}/h$. Поглощая квант света $h\nu > \Delta\mathscr{E}$, электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. Генерируемые светом электронно-дырочные пары не сразу рекомбинируют, и в П. появляются дополнительные неравновесные электроны и дырки.

Среднее время между актом рождения и рекомбинации неравновесных электрона или дырки наз. временем жизни неравновесных носителей, в различных П. оно различно. Однако оно во много раз больше времени *релаксации*, в течение к-рого средняя энергия неравновесного носителя становится $\sim kT$. Благодаря этому неравновесные электроны успевают до рекомбинации спуститься ко дну зоны проводимости и распределиться там в слое энергий $\sim kT$. Распределение неравновесных носителей по энергии в этом случае можно также описывать ф-лами (2), но уровни Ферми для электронов и дырок будут различны. В этом случае их наз. электронным $\mu_э$ и дырочным $\mu_д$ квазиуровнями Ферми (рис. 6, *а*). Особенно важен случай, когда электроны и дырки в П. вырождены одновременно. В этом случае расстояние между квазиуровнями Ферми превышает ширину запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$ (рис. 6, *б*).

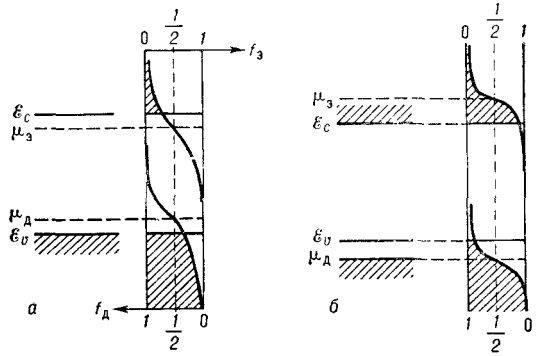


Рис. 6. Расщепление уровня Ферми на два квазиуровня $\mu_э$ и $\mu_д$: *а* — вырождения нет; *б* — электроны и дырки вырождены.

В вырожденном полупроводнике поглощение света начинается при бо́льших частотах, чем $\Delta\mathscr{E}/h$. Если одновременно вырождены и электроны и дырки, то поглощение света происходит в диапазоне частот ν, определяющемся соотношением: $\nu \geqslant \frac{(\mu_э - \mu_д)}{h}$

(рис. 7). Это обстоятельство лежит в основе работы *полупроводникового лазера*.

Рекомбинация электронов и дырок. После прекращения внешнего воздействия неравновесные носители рекомбинируют, а квазиуровни Ферми сближаются друг с другом, сливаясь в единый для электронов и дырок уровень Ферми (рис. 5, *а*). Рекомбинация может происходить непосредственно (при встрече их друг с другом), а также через центры рекомбинации, когда к.-л. примесный атом, уровень энергии к-рого лежит в запрещенной зоне, захватывает

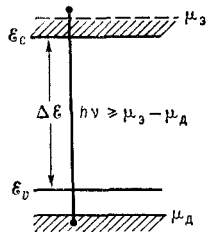


Рис. 7.

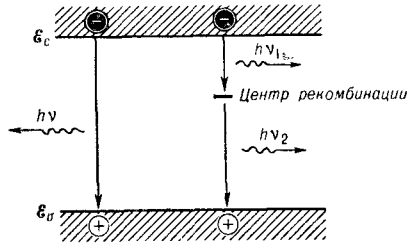


Рис. 8.

Рис. 7. Поглощения света в полупроводнике при одновременном вырождении электронов и дырок.

Рис. 8. Рекомбинация электронно-дырочных пар.

вначале, напр., электрон, а спустя нек-рое время дырку (рис. 8). Различают также излучательную и безызлучательную рекомбинацию. В последнем случае электрон переходит из зоны проводимости в валентную, не излучая, часть его энергии передается колебаниям решетки. При излучательной рекомбинации может испускаться фотон с энергией $h\nu$, определяющейся соотношением: $\Delta\mathcal{E} < h\nu < \mu_э - \mu_д$ (рис. 8). Обычно вероятность прямой излучательной рекомбинации бывает много меньше вероятности др. процессов рекомбинации, но при больших концентрациях неравновесных носителей она становится существенной. Особенно велика она в полупроводниковом лазере, где под действием света резко возрастает вероятность вынужденной рекомбинации.

Лит.: 1) Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., М., 1962; 2) Шокли В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953; 3) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, М. — Л., 1957; 4) Киттель Ч., Элементарная физика твердого тела, пер. с англ., М., 1965.

Б. И. Седунов.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР. Полупроводники как рабочее вещество для лазеров привлекли к себе внимание исследователей, во-первых, возможностью создания лазеров в широком диапазоне длин волн — от далекой инфракрасной области до ультрафиолетового диапазона, во-вторых, возможностью достижения очень высокого кпд генераторов света, близкого к 100%. Обе эти возможности связаны с особенностями энергетического спектра электронов в полупроводниках (см. ниже). Первые П. л. были созданы сравнительно недавно, когда уже работали и *газовые лазеры*, и твердотельные (рубиновые и др.) *лазеры*, хотя оптич. и электрич. свойства полупроводников были изучены давно. Тот факт, что П. л. были созданы позже, объясняется технологич. трудностями при изготов-

лении нужных полупроводниковых материалов, к-рые были преодолены лишь в последние годы.

Основы теории П. л. были заложены в работах Н. Г. Басова и сотр. за неск. лет до запуска первого П. л., осуществленного в конце 1962 г. в США и в 1963 г. в СССР. В настоящее время работает большое количество П. л. различных типов и на разных полупроводниковых материалах. Прежде чем перейти к их описанию, следует остановиться на особенностях энергетич. спектра электронов в полупроводниках.

Уровни энергии электронов в полупроводниках. В отличие от отдельных атомов и молекул, полупроводниковые кристаллы обладают не узкими энергетич. уровнями, а широкими полосами (зонами) разрешенных энергетич. состояний. Разрешенные зоны отделены одна от другой з а п р е щ е н н ы м и з о н а м и. Электроны в кристалле не могут обладать к.-л. значением энергии, лежащим в пределах запрещенной зоны (рис. 1).

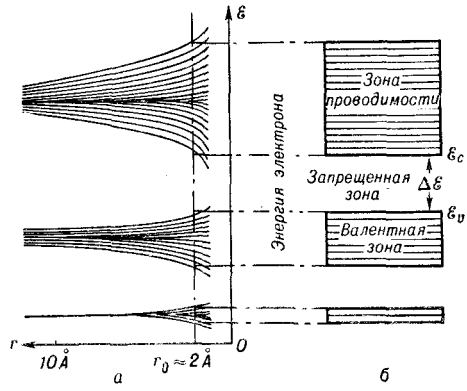


Рис. 1, *а* — при сближении атомов их уровни энергии расширяются ($\mathscr{E}$ — энергия атома, r — расстояние между атомами, r_0 — расстояние между атомами в твердом теле); *б* — энергетический спектр полупроводникового кристалла ($\mathscr{E}_c$ — «дно» зоны проводимости, $\mathscr{E}_v$ — «потолок» валентной зоны, $\Delta\mathscr{E}$ — ширина запрещенной зоны).

Электроны в кристалле подчиняются принципу Паули: в одном и том же состоянии может находиться не более одного электрона. Поэтому электроны в энергетич. зонах твердого тела «сидят» каждый на своем уровне, заполняя почти все разрешенные зоны. В диэлектриках и полупроводниках на верхнюю энергетич. зону кристалла электронов не хватает — она пуста. Эта верхняя незаполненная зона наз. з о н о й п р о в о д и м о с т и. Она отделена запрещенной зоной от последней заполненной (или почти заполненной) зоны, наз. в а л е н т н о й. Ширина запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$ у полупроводников колеблется в пределах от $1-2\cdot10^{-3}$ *эв* до 1—3 *эв* (рис. 1, *б*). Ширина запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$ — очень важная характеристика полупроводника. Она определяет как его электропроводность, так и оптич. прозрачность. Последнее особенно существенно для создания П. л.

Электроны проводимости и дырки. Электроны в кристалле стремятся занять уровни с минимальной энергией (рис. 2, *а*). Однако если темп-ра полупроводника T достаточно высока, то тепловые колебания атомов, составляющих кристаллич. решетку, имеют большую амплитуду и отдельные электроны получают от кристал-

лич. решетки дополнительную энергию, достаточную для их «перескока» из валентной зоны в зону проводимости (рис. 2, *б*). Эти электроны являются носителями электрического заряда в полупроводнике и наз. электронами проводимости. При перескоке электрона в зону проводимости в валентной зоне остается пустое место — дырка, к-рая ведет себя как положительно заряженная частица и также является носителем электрич. тока в полупроводниках. Т. о., под действием тепловых колебаний решетки в полупроводнике происходит образование (генерация) пар — электронов проводимости и дырок (см. *Полупроводники*).

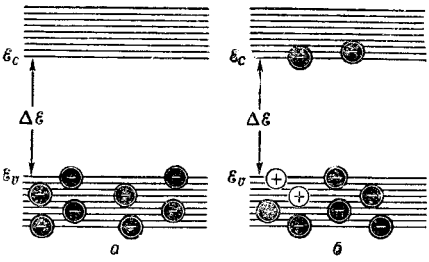


Рис. 2. Распределение электронов по энергетическим уровням; *а* — все электроны находятся в валентной зоне; *б* — электроны «залетают» в зону проводимости.

Поглощение и излучение света в полупроводниках. Перескок электрона из валентной зоны в зону проводимости, в результате к-рого появляется пара — электрон проводимости и дырка, может происходить не только под действием тепловых колебаний кристаллич. решетки. Он может быть вызван многими внешними воздействиями на полупроводник, в частности светом. Если энергия светового кванта — *фотона*, равная $h\nu$ (h — *Планка постоянная*, ν — частота электромагнитных колебаний световой волны), больше ширины запрещенной зоны: $h\nu > \Delta\mathscr{E}$, то при поглощении света полупроводником в нем будут возникать электронно-дырочные пары (рис. 3, *а*). Это явление получило название внутреннего фотоэффекта. Для света с энергией кванта $h\nu < \Delta\mathscr{E}$ полупроводник прозрачен.

Одновременно с генерацией электронно-дырочных пар в полупроводнике может происходить и обратный процесс — электроны проводимости могут самопроизвольно (спонтанно) соскакивать вниз на незанятые уровни валентной зоны. При этом они заполняют пустые места (дырки) в валентной зоне, дырка и электрон проводимости исчезают — рекомбинируют. При рекомбинации электрон, перескакивая с уровня $\mathscr{E}_2$ вниз через запрещенную зону, теряет энергию. Потерянная порция (*квант*) энергии излучается электроном в виде фотона с энергией $h\nu = \mathscr{E}_э - \mathscr{E}_д$, где $\mathscr{E}_э$ и $\mathscr{E}_д$ — энергии исчезнувших электрона проводимости и дырки (рис. 3, *б*).

Помимо спонтанной рекомбинации электронов и дырок, в полупроводнике может иметь место и вынужденная рекомбинация под действием света. Электрон может «упасть» из зоны проводимости в валентную зону не самопроизвольно, а вынужденно, если его «подтолкнет» фотон, энергия к-рого $h\nu$ достаточно близка к разности энергий электрона и дырки. При этом будет излучен вторичный фотон, тождественный по частоте энергии, направлению распространения и поляризации с фотоном, вызвавшим рекомбинацию (рис. 3, *в*). Это означает, что в полупроводнике при определен-

ных условиях возможны усиление и генерация света (см. *Лазер*, 2, *Квантовая электроника*, 3).

Тепловое равновесие. Для того чтобы определить условия, при к-рых полупроводник будет усиливать свет, рассмотрим подробно, как распределены электроны и дырки по энергетич. уровням внутри зон. В естественных условиях, при отсутствии к.-л. внешних воздействий на полупроводник, электронно-дырочные пары возникают и исчезают в результате теплового движения и спонтанного испускания фотонов, причем в полупроводнике устанавливается тепловое равновесие электронов проводимости и дырок

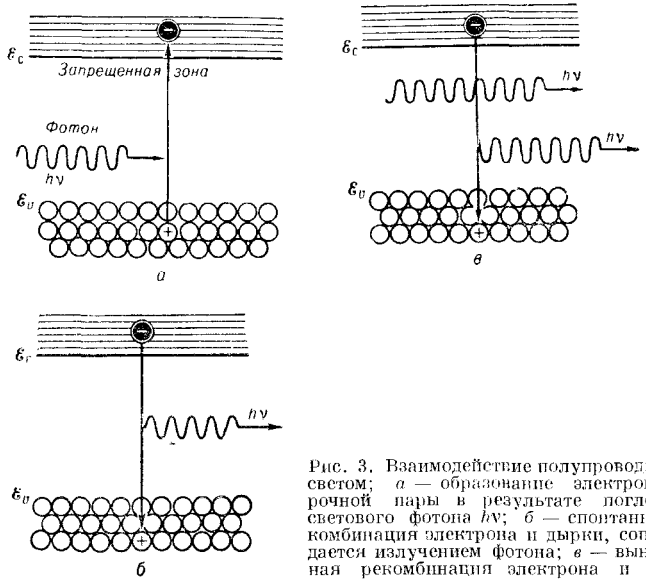


Рис. 3. Взаимодействие полупроводника со светом; *а* — образование электронно-дырочной пары в результате поглощения светового фотона $h\nu$; *б* — спонтанная рекомбинация электрона и дырки, сопровождается излучением фотона; *в* — вынужденная рекомбинация электрона и дырки.

друг с другом. Оно характеризуется нек-рым равновесным количеством электронов проводимости и дырок, к-рое определяется температурой T и шириной запрещенной зоны полупроводника $\Delta\mathcal{E}$ (см. *Ферми распределение*). При тепловом равновесии вблизи потолка валентной зоны $\mathcal{E}_v$ всегда больше электронов, чем дырок. Поэтому несмотря на то, что при освещении полупроводника вероятность единичного акта образования электронно-дырочной пары с поглощением фотона точно равна вероятности рекомбинации электронно-дырочной пары с испусканием фотона, общее число актов поглощения преобладает. Это означает, что полупроводник при тепловом равновесии, как и др. вещества, способен лишь поглощать, а не усиливать свет.

Инверсия населенностей в полупроводнике. Для того чтобы заставить полупроводник усиливать падающий свет, а не поглощать его, необходимо сильно нарушить в нем тепловое равновесие с тем, чтобы электроны плотно заполнили область, примыкающую ко дну

зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, а дырки плотно заполнили область у потолка валентной зоны $\mathscr{E}_v$. При этом вследствие равенства вероятностей единичных актов рождения и рекомбинации электронно-дырочных пар, число актов рекомбинаций будет преобладать. Поэтому такой полупроводник будет усиливать свет за счет вынужденного испускания фотонов (см. ниже). Состояние полупроводника, при котором большинство уровней в нижней части зоны проводимости занято электронами, или в верхней части валентной зоны — дырками, наз. в ы р о ж д е н н ы м (вырождение может иметь место одновременно и для электронов и для дырок). В этом случае зона проводимости напоминает собой сосуд, частично заполненный жидкостью (электронами). Наивысший уровень энергии $\mu_д$, до к-рого электроны плотно заполняют зону проводимости, наз. у р о в н е м Ф е р м и для электронов проводимости. Чем больше электронов попало в зону проводимости, тем выше расположен уровень Ферми, тем больше вырождение электронов в полупроводнике (рис. 4, см. также в ст. *Полупроводники*). Аналогичная картина наблюдается и для дырок, только в этом случае уровень Ферми для дырок $\mu_д$ расположен в валентной зоне и с увеличением числа дырок опускается вниз.

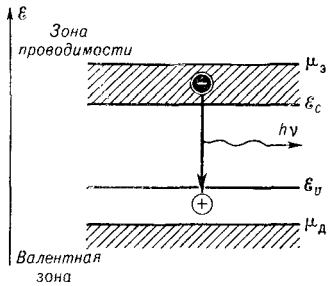


Рис. 4. Энергетическая схема вырожденного полупроводника (вырождены электроны и дырки).

Если в полупроводнике вырождены одновременно электроны и дырки, то расстояние между уровнями Ферми для электронов $\mu_э$ и для дырок $\mu_д$ больше, чем ширина запрещенной зоны, т. е.

$$\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}. \qquad (1)$$

Естественно, что при этом электроны из зоны проводимости могут «упасть» в валентную зону только на «свободные» уровни, лежащие в интервале от $\mathscr{E}_v$ до $\mu_д$, т. к. остальные уровни заняты электронами (не заняты дырками). Электроны из валентной зоны по той же причине практически могут быть заброшены в зону проводимости только на уровни, лежащие выше $\mu_э$. Т. о., если пропустить через вырожденный полупроводник свет, энергия квантов к-рого лежит в интервале от

$$h\nu_{макс} = (\mu_э - \mu_д)$$

до

$$h\nu_{мин} = (\mathscr{E}_э - \mathscr{E}_д) = \Delta\mathscr{E},$$

то такие фотоны не могут вызвать электронных переходов из валентной зоны в зону проводимости и, следовательно, не могут поглотиться в полупроводнике.

В то же время эти фотоны могут «столкнуть» электроны из зоны проводимости в валентную зону, т. е. вызвать вынужденную рекомбинацию. При этом рождаются фотоны, точно совпадающие по своим свойствам с первичными. Такой полупроводник может усиливать свет в полосе частот $\Delta\nu = \nu_{макс} - \nu_{мин}$. Ширина этой полосы определяется степенью вырождения электронов и дырок полупроводника,

т. е. расположением уровней Ферми электронов и дырок и шириной его запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$.

Т. о., условие (1) необходимо для работы полупроводникового лазера. По аналогии с другими лазерами условие $\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}$ наз. условием инверсии населенностей, что, в известном смысле, справедливо. Действительно, при условии $\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}$ концентрация электронов у дна зоны проводимости, т. е. суммарная населенность нижней части зоны проводимости, выше, чем концентрация электронов в верхней части валентной зоны (т. е. населенности верхней части валентной зоны).

Итак, для получения инверсии населенностей в полупроводнике, а следовательно, для усиления и генерации в нем света, необходимо достичь вырождения электронов и дырок в полупроводнике, т. е. такого его состояния, когда все уровни хотя бы в небольшой полосе энергии вблизи «дна» зоны проводимости заняты электронами, а все уровни у «потолка» валентной зоны — дырками. Чем выше темп-ра полупроводника, тем труднее это осуществить, т. к. с повышением темп-ры электроны и дырки стремятся перейти на более высокие энергетич. уровни и плотность заполнения нижних уровней уменьшается, оба уровня Ферми приближаются к запрещенной зоне. Поэтому все П. л. легче возбудить при низких темп-рах.

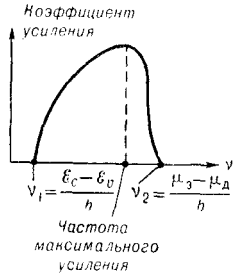


Рис. 5. Коэффициент усиления света в вырожденном полупроводнике зависит от его частоты ν; ν_1 и ν_2 — граничные значения полосы частот.

Если поместить вырожденный полупроводник, усиливающий свет, между отражающими зеркалами, заставляющими родившиеся фотоны снова и снова проходить через кристалл, создавая каждый раз новые лавины фотонов, то при каждом проходе полоса энергии родившихся фотонов будет сужаться. Причина этого заключается в том, что усиление в полосе частот Δν:

$$\Delta\mathscr{E} < h\Delta\nu < (\mu_э - \mu_д)/h$$

неодинаково (рис. 5). На частоте макс. усиления рождается больше всего фотонов и при каждом проходе свет этой частоты усиливается больше, чем свет др. частот, поэтому при большом числе проходов, спустя сравнительно короткое время подавляющее число фотонов будет обладать очень близкими значениями энергии. Иначе говоря, свет, заключенный между зеркалами, станет монохроматичным (см. *Лазер, Открытый резонатор*). Если одно из зеркал сделать полупрозрачным, то через него будет «просачиваться» монохроматич. свет в виде остро направленного луча, т. е. мы получим П. л.

Вырожденное состояние полупроводника удается осуществить благодаря нек-рым особенностям процессов взаимодействия электронов и дырок друг с другом и с колебаниями кристаллич. решетки. Если в полупроводнике к. -л. образом искусственно создать неравновесные электроны и дырки, кинетическая энергия которых больше средней энергии равновесных электронов и дырок, то решетка «отбирает» у них этот избыток энергии. Электроны при этом смещаются ближе ко «дну» зоны проводимости, а дырки — к «потолку» валентной зоны. Этот процесс происходит очень быстро, за время

$t \sim 10^{-10} - 10^{-12}$ *сек*. С др. стороны, время, необходимое для «встречи» электрона и дырки, при к-рой электрон и дырка смогут рекомбинировать, излучив фотон, значительно больше. Т. к. фотон, рождающийся при рекомбинации электрона и дырки, имеет небольшую энергию $h\nu \sim \Delta\mathscr{E}$, а скорость его огромна ($3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*) — он обладает ничтожно малым импульсом. Поэтому закон сохранения импульса требует, чтобы электрон и дырка перед актом рекомбинации имели почти равные импульсы, отличающиеся на величину импульса фотона (импульсы электрона и дырки противоположны по знаку). Иными словами, рекомбинация произойдет только тогда, когда встретятся электрон проводимости и дырка, импульсы к-рых почти равны. Естественно, что такие встречи происходят значительно реже, чем столкновения электронов и дырок с произвольными импульсами. Это обусловливает сравнительно большое время жизни неравновесных электронов проводимости и дырок (в зависимости от природы полупроводника $\sim 10^{-3} - 10^{-9}$ *сек*).

В результате, если в полупроводнике появились каким-то образом новые неравновесные электроны и дырки, то прежде всего они придут в равновесие с тепловыми колебаниями кристалла и только после этого будут рекомбинировать друг с другом. Это и дает возможность искусственно перебросить в зону проводимости столько электронов и дырок, что они, не успев рекомбинировать, скопятся — электроны у дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, а дырки у потолка валентной зоны $\mathscr{E}_v$, плотно заполнив там все уровни. Именно эта важная особенность взаимодействия электронно-дырочного газа с колебаниями решетки позволила создать П. л. (см. ниже).

Прямые и непрямые переходы. Электроны, находящиеся вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ и дырки вблизи потолка валентной зоны $\mathscr{E}_v$, ведут себя «почти» как свободные частицы. Они подчиняются тем же законам механики, что и свободные частицы, а именно: законам сохранения энергии $\mathscr{E}$ и импульса p. Энергия этих электронов и дырок — квадратичная функция импульса: $\mathscr{E} = p^2/2m^*$. Правда, величина m^* отличается от массы свободного электрона, она наз. эффективной массой электрона проводимости или дырки и существенно зависит от структуры кристалла. В этом отличии эффективной массы электрона проводимости и дырки от истинной массы электрона заложено отличие поведения «свободных» электронов и дырок проводимости в кристалле от действительно свободного поведения.

Зависимость энергии электронов проводимости $\mathscr{E}_c$ вблизи дна зоны проводимости и дырок $\mathscr{E}_v$ вблизи потолка валентной зоны от величины их импульса p имеет вид двух парабол, расположенных одна над другой (рис. 6). Верхняя парабола соответствует электронам проводимости, а нижняя — дыркам (энергия дырок минимальна у потолка валентной зоны и возрастает с удалением дырки в глубь зоны). Расстояние между вершинами этих парабол равно ширине запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$. В нек-рых полупроводниках, напр. антимониде индия (In Sb), арсениде галлия (Ga As) и др., вершины этих парабол расположены точно одна под другой (рис. 6, *а*). Однако у многих полупроводников, напр. у хорошо известных германия (Ge) и кремния (Si), вершины парабол сдвинуты друг относительно друга (рис. 6, *б*).

Если рекомбинация электронно-дырочной пары не сопровождается изменением колебательного состояния решетки, то переход электрона из зоны проводимости на незаполненный уровень в валентной зоне наз. прямым (вертикальным). Т. к. закон сохранения импульса требует, чтобы в этом случае электрон и дырка перед актом рекомбинации обладали почти равными импульсами (см. выше), то на энергетич. диаграмме такой переход электрона из зоны проводимости в валентную зону изображается вертикальной линией (рис. 6, *а*).

Если рекомбинация электронно-дырочной пары сопровождается изменением колебательного состояния решетки, то переход электрона из зоны проводимости на незаполненный уровень в валентной зоне наз. непрямым (рис. 6, *б*). В этом случае колебания решетки, распространяющиеся с относи-

тельно малой скоростью, равной скорости распространения звука в кристалле ($V_{зв} \sim 10^5$ *см/сек*, т. е. в 10^5 раз меньше, чем скорость фотона), могут унести значительно больший импульс Δp, чем фотон, хотя при этом энергия, уносимая решеткой $\mathscr{E}_p = h\nu_{зв}$ может быть очень мала.

Прямой переход может произойти только тогда, когда встретятся электрон и дырка, импульсы к-рых практически равны. Т. к. электроны и дырки проводимости скапливаются вблизи краев зон, то легко видеть, что прямые переходы могут преобладать только в полупроводниках, у к-рых вершины парабол расположены одна под другой, т. е. только в нек-рых определенных кристаллич. структурах. У остальных полупроводников преобладают только непрямые переходы.

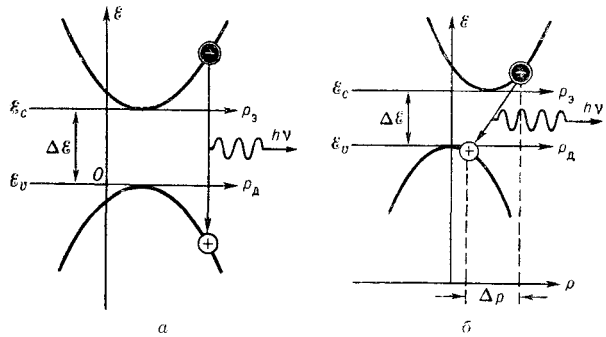


Рис. 6. Зависимость энергии $\mathscr{E}$ электронов проводимости и дырок от их импульсов p; *а* — для прямого перехода; *б* — для непрямого перехода; Δp — импульс, унесенный колебаниями кристаллической решетки.

Условие инверсии населенностей (1) справедливо лишь для полупроводниковых кристаллов с совпадающими вершинами парабол. Для кристаллов со сдвинутыми вершинами парабол, для инверсии населенностей не требуется вырождения электронно-дырочного газа, а условие инверсии выглядит так:

$$\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E} - h\nu_{зв}, \qquad (2)$$

где $h\nu_{зв}$ — порция энергии, уносимая решеткой, равная энергии кванта колебаний решетки.

Хотя для непрямых переходов требуются меньшие концентрации электронов и дырок, П. л. на них еще не созданы. Работы в этом направлении продолжаются, и, возможно, скоро такие П. л. будут созданы. Различные же П. л. на кристаллах с прямыми переходами отличаются один от другого лишь способами создания инверсии населенностей, т. е. способами реализации условия:

$$\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}.$$

Лазер на *p* — *n*-переходе (инжекционный лазер). Создать в чистых полупроводниках, не содержащих примесей, одновременно вырождение электронов и дырок трудно (см. *Полупроводники*). Этого легче добиться в примесных полупроводниках, в к-рых уже вырождены либо электроны, либо дырки. Это осуществляется введением в полупроводниковый кристалл определенных примесей. Примесные атомы могут вызывать появление дополнительных уровней в запрещенной зоне энергетич. спектра полупроводника. При этом атомы, легко отдающие электроны (д о н о р ы), образуют уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, а атомы, легко воспринимающие дополнительные электроны (а к ц е п т о р ы), образуют уровни вблизи верхнего края валентной зоны $\mathscr{E}_v$. При

преобладании донорных примесей полупроводник называется полупроводником n-типа, а при преобладании акцепторных примесей — полупроводником p-типа. Если примесей очень много, то они начинают взаимодействовать между собой и их уровни расширяются в зоны, к-рые могут сливаться с зоной проводимости или с валентной зоной. При этом электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне может оказаться так много, что в полупроводнике станут вырожденными либо электроны, либо дырки.

Если взять два полупроводника n- и p-типов, в к-рых электроны и дырки вырождены, и соединить их (рис. 7), то в месте соединения, наз. *электронно-дырочным переходом*, или p — n-переходом, может быть выполнено условие инверсии населенностей:

$$\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}.$$

Часть электронов проводимости из n-области очень быстро перейдет в p-область, а часть дырок из p-области — в n-область. В процессе этого перехода электроны и дырки будут рекомбинировать друг с другом, излучая фотоны. Эти фотоны не могут поглощаться в p — n-переходе, а следовательно, свет будет усиливаться до тех пор, пока выполняется условие $\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}$. Однако это условие будет выполнено в области перехода только в первый момент присоединения полупроводников. Через небольшое время движение электронов и дырок прекратится. Они перераспределятся по энергетическим уровням и придут в равновесие друг с другом. Уровни Ферми в p- и n-областях совместятся (рис. 8), а в области p — n-перехода исчезнет одновременное вырождение электронов и дырок, а следовательно, и инверсия населенностей.

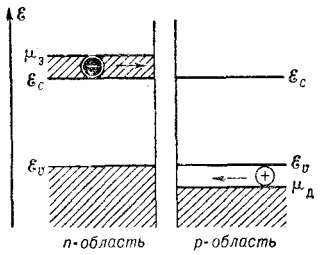


Рис. 7.

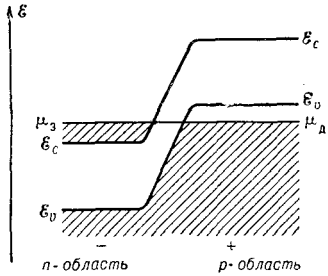


Рис. 8.

Рис. 7. Энергетическая схема p — n-перехода в момент соединения полупроводников p- и n-типа.

Рис. 8. Энергетическая схема p — n-перехода после установления равновесия.

Для того чтобы снова создать инверсию населенностей в p — n-переходе, т. е. добиться, чтобы уровни Ферми в n- и p-областях снова разошлись на расстояние, большее ширины запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$, нужно приложить к переходу электрич. напряжение V, как показано на рис. 9. При этом через p — n-переход потечет электрич. ток, состоящий из двух компонент: электронов и дырок, двигающихся навстречу друг другу (подробнее см. *Электронно-ды-*

рочный переход). Эти два потока частиц встречаются в тонком слое перехода и рекомбинируют, излучая свет. Т. к. встречные потоки частиц будут поддерживать в переходном слое концентрацию, достаточную для вырождения электронов и дырок, то при этом условие $\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}$ будет выполнено. Это означает, что при освещении p — n-перехода число вынужденно испущенных фотонов будет превышать число фотонов поглощенных. Условие инверсии в p — n-переходе выполняется с тем большим запасом, чем выше электрическое поле в переходе, т. е. чем больший ток протекает через переход. Минимальный ток, при к-ром вынужденное излучение сравнимо с поглощением (потерями) света в p — n-переходе, наз. пороговым током. Если ток, пропускаемый через p — n-переход, больше порогового, то p — n-переход является усиливающей средой для света, распространяющегося в плоскости p — n-перехода. Для получения генерации нужно ввести обратную связь, т. е. p — n-переход нужно поместить между зеркалами. В полупроводнике роль зеркал обычно выполняют гладкие грани самого полупроводникового кристалла (рис. 10).

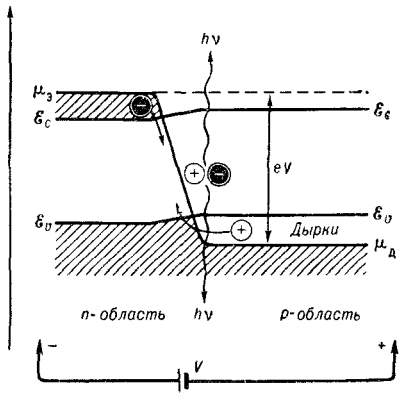


Рис. 9. Энергетическая схема p — n-перехода при наложении напряжения V, e — заряд электрона.

Имеется ряд полупроводников, из к-рых изготовляют инжекционные лазеры (см. табл.). Лучшие результаты дает лазерный p — n-переход в GaAs. Он излучает до 10 *вт* когерентного света с очень малой площади (толщина излучающего слоя p — n-перехода ~ 2 *мкм*, а длина излучающей части ~ 1 *мм*). Поэтому мощность, снимаемая с 1 *см*^{2}, достигает 100 *квт*. Существенно, что такие мощности удается получать в непрерывном режиме, т. е. при питании П. л. постоянным током. В импульсном режиме П. л. из GaAs при темп-ре жидкого азота излучают мощности до 100 *вт*. Лучшие П. л. работают при комнатной темп-ре, но мощность при этом меньше (см. рис. 1, 2 на вклейке в конце книги).

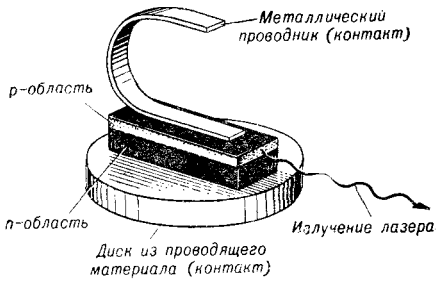


Рис. 10. Схематическое изображение лазера на p — n-переходе.

Чем выше качество лазерного p — n-перехода, тем меньше величина порогового тока. Минимальное значение порогового тока получено в лазерах, изготовленных из GaAs (100 *а/см*^{2} при темп-ре

Полупроводник	Рабочая темп-ра, К	Длина волны излучения, Å	Цвет излучения
ZnS	80	3300	Ультрафиолетовый
ZnSe	80	4530	Фиолетовый
CdS	4—300	4850—7960	Зеленый
CdSe	80	6100	Оранжевый
CdSe	80	6950	Красный
CdTe	4—80	7900—7960	Красный
GaPAs	80—300	8300—6360	Темно-красный
GaAs	4—300	8200—9000	Инфракрасный
GaSb	20	15 300	»
InAs	20	30 080	»
InSb	20	49 590	»
Te	20	38 440	»
PbS	4	42 700	»
PbTe	4	64 100	»
PbSe	4	85 500	»

жидкого гелия). При этом общий ток через переход $\leqslant 1 a$, т. к. площадь p — n-перехода обычно ~ 1 *мм*^{2}. При комнатных темп-рах *для генерации света нужны токи*, к-рые приводят к нагреванию p — n-перехода, поэтому пока нет инжекционных лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной темп-ре. В импульсном же режиме П. л. на p — n-переходах работают во всем диапазоне темп-р: от гелиевых до комнатных.

Возрастание порогового тока при повышении темп-ры обусловлено тем, что в полупроводниках при высоких темп-рах для создания вырождения неравновесных электронов и дырок (и, следовательно, инверсии населенностей) требуются бо́льшие концентрации неравновесных электронов и дырок. Так, например, увеличение темп-ры в 10 раз приводит к необходимости повышения концентрации неравновесных электронов и дырок в 30 раз.

Увеличение порогового тока при высоких темп-рах влечет за собой и дополнительное затруднение: чем больше ток через p — n-переход, тем больше мощности теряется в подводящих проводах и контактах лазера. Поэтому с ростом темп-ры кпд лазера падает. Темп-ра полупроводника влияет также на ширину запрещенной зоны $\Delta \mathcal{E}$ и, следовательно, на частоту генерируемого света. *Поэтому при изменении* темп-ры лазер «перестраивается» — при высоких темп-рах длина волны излучения лазера, как правило, больше, чем при низких.

Лазеры на p — n-переходе имеют очень малые размеры (рис. 11 на с. 366 и рис. 3 на вклейке в конце книги). Расстояние между зеркалами, т. е. размеры резонатора, $\sim 0{,}2$—$0{,}5$ *мм*, поперечный размер кристалла тот же, а толщина p — n-перехода $\sim 0{,}1$ *мкм*. Электроны и дырки «проскакивают» область p—n-перехода и проникают в n- и p-части на глубину ~ 1—2 *мкм*. Поэтому светящийся слой оказывается толще переходного. *Малые размеры лазерных* p — n-переходов связаны с невозможностью изготовить оптически однородный p — n-переход бо́льших размеров.

Т. к. размеры резонатора П. л. на p — n-переходе малы, то даже идеальный инжекционный лазер не обладает такой высокой направленностью излучения, как газовые лазеры и рубиновые лазеры. В действительности направленность излучения П. л. на p — n-переходе еще хуже из-за неидеальности p — n-перехода.

Вследствие этого генерация света в различных его частях не полностью согласована по направлению. В результате расходимость луча реального П. л. на p — n-переходе составляет 1—2°, в то время как расчетная расходимость 0,1°. Малые размеры резонатора и неоднородность p — n-перехода приводят также и к меньшей *монохроматичности* излучения по сравнению с др. лазерами (рис. 12).

Однако П. л. на p — n-переходе, обладая рядом недостатков (большая расходимость светового луча, широкая линия излучения), имеет ряд важных преимуществ перед др. лазерами. Он обладает высоким кпд (коэфф. преобразования электрич. энергии в когерентный свет $\sim 50\%$), малыми размерами, простотой конструкции, большой мощностью, снимаемой с 1 $см^2$ излучающей поверхности, возможностью работы при комнатной температуре (в импульсном режиме). Все эти достоинства открывают широкие возможности практического применения таких полупроводниковых лазеров.

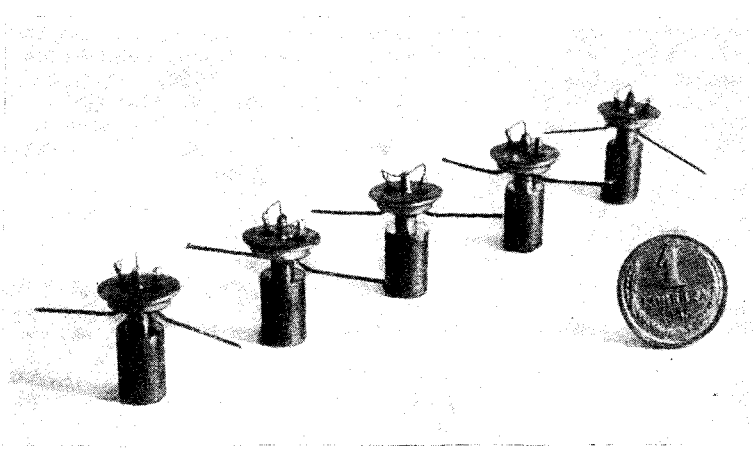


Рис. 11. Инжекционные лазеры имеют очень малые размеры.

Инжекционные лазеры применяются в световых локаторах высокой разрешающей способности (см. *Световая связь и локация*), а также для наблюдения и фотографирования в темноте. В будущем П. л. из GaAs, возможно, позволят создать системы телевидения, в к-рых передача изображения будет производиться с помощью световых волн. Разрабатываются счетно-решающие устройства, элементами к-рых являются П. л. на p — n-переходах. Такие счетные машины при очень малых размерах будут иметь громадное быстродействие. Высокий кпд П. л. на p — n-переходе открывает пути для передачи электрич. энергии на расстояние без проводов.

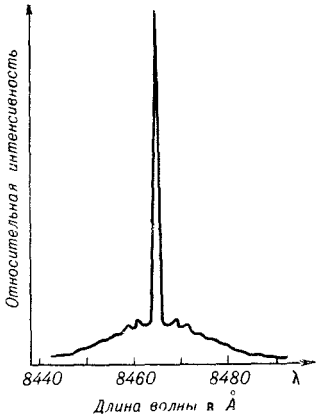


Рис. 12. Спектр излучения лазера на p — n-переходе в кристалле GaAs.

Лазеры с электронным возбуждением. Несмотря на высокий кпд инжекционных лазеров, получение с их помощью больших мощностей ограничивается их малыми размерами. Кроме того, трудности, связанные с изготовлением p — n-переходов в полупроводниках с широкой запрещенной зоной, препятствуют пока созданию таких П. л. в коротковолновой области оптич. спектра. Эти недостатки частично устраняются в П. л. др. типа, где инверсия населенностей в полупроводнике создается бомбардировкой однородного чистого полупроводника (без примесей) пучком быстрых электронов.

Впервые этот метод был осуществлен в 1964 г. в СССР Н. Г. Басовым, О. В. Богданкевичем, А. Н. Девятковым. Быстрые электроны с энергией до 0,5 *Мэв*, пролетая через полупроводник, теряют свою энергию в основном на возбуждение электронов валентной зоны, переводя их на высокие уровни зоны проводимости. Возбужденные электроны обладают кинетич. энергией, большей $\Delta\mathscr{E}$. При столкновениях с атомами кристаллич. решетки они, в свою очередь, переводят новые электроны из валентной зоны в зону проводимости. Т. о., процесс перевода электронов в зону проводимости развивается лавинообразно до тех пор, пока кинетич. энергия возбуждающих электронов не станет меньше $\Delta\mathscr{E}$.

Электроны лавины, образовав электронно-дырочную пару, теряют в каждом акте энергию, бо́льшую $\Delta\mathscr{E}$, и импульс Δp. Этот импульс должны унести родившиеся электрон и дырка. Это означает, что электрон и дырка не могут появиться на уровнях вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ и «потолка» валентной зоны $\mathscr{E}_v$, т. к. для этих уровней импульсы электрона и дырки близки к 0. В результате возбужденные частицы могут попасть только на уровни, заметно удаленные от краев зон.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что для образования электронно-дырочной пары возбуждающий электрон должен обладать энергией, большей или равной $3\Delta\mathscr{E}$. Эта энергия распределяется между возбужденными электроном и дыркой и

первичным электроном. В дальнейшем часть ее — кинетич. энергия родившихся частиц $\sim 2\Delta\mathscr{E}$ теряется на возбуждение тепловых колебаний кристаллич. решетки, в результате чего они переходят на более низкие уровни. Другая часть энергии ($\sim \Delta\mathscr{E}$) излучается электроном и дыркой в виде кванта света при рекомбинации.

Рекомбинация электронов и дырок происходит только тогда, когда они скапливаются у краев зон (см. выше). Если электронный пучок достаточно интенсивен, то число электронов и дырок у краев зон велико, и условие инверсии $\mu_э - \mu_д > \Delta\mathscr{E}$ выполняется. Иными словами, плотность тока в электронном пучке должна быть достаточно большой, чтобы концентрация возбужденных электронов и дырок была выше концентрации, соответствующей вырождению. Напр., для GaAs пороговая плотность электронного тока составляет 1 $а/см^2$ при энергии электронов ок. 50 *кэв*. Т. к. не вся энергия, полученная полупроводником от пучка электронов, излучается при рекомбинации, то кпд П. л. с электронным возбуждением ниже, чем у П. л. на p — n-переходе ($\sim 20\%$).

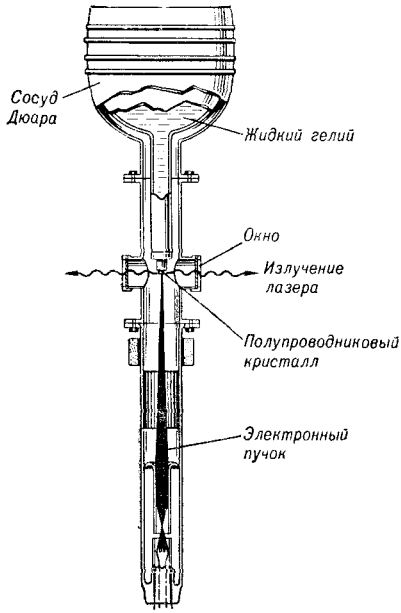


Рис. 13. Полупроводниковый лазер с электронным возбуждением.

Быстрые электроны проникают вглубь полупроводника на значительное расстояние l, к-рое определяется ф-лой:

$$l = 0{,}11\rho^{-1}\left(\sqrt{1 + 22{,}4\mathscr{E}_0^2} - 1\right),$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия электронов в *Мэв*, ρ — плотность вещества в $г/см^3$. Напр., для CaAs электроны с энергией ~ 20 *кэв* проникают на глубину $\sim 0{,}1$ *мм*, т. е. в 100 раз больше, чем толщина излучающего слоя П. л. на p — n-переходе. Значительная глубина проникновения быстрых электронов дает возможность возбуждать бо́льшие объемы вещества (нежели в случае p — n-переходов) и тем самым получать бо́льшую мощность $\sim 1-2$ *квт*. Т. к. быстрые электроны больше половины энергии ($\sim 60\%$) тратят на нагревание полупроводникового кристалла, то это является дополнительным обстоятельством, вынуждающим, во-первых, охлаждать кристалл, а, во-вторых, посылать электроны в полупроводник короткими импульсами. Длительность импульсов электронного пучка можно сделать настолько малой, что кристалл не будет успевать нагреваться за время импульса.

Первый П. л. с электронным возбуждением на сульфиде кадмия (CdS), излучающий зеленый свет, работал только при гелиевых темп-рах (рис. 13). Уже удалось изготовить П. л. с электронным

возбуждением, в к-рых рабочий кристалл находится при комнатной темп-ре. С помощью П. л. с электронным возбуждением удается перекрыть очень широкий диапазон длин волн — от инфракрасных лучей до ультрафиолетовых (см. табл.).

Монохроматичность и направленность излучения П. л. с электронным возбуждением (т. е. угол расходимости луча и ширина спектральной линии) того же порядка, что и у П. л. на p — n-переходе. Можно значительно увеличить направленность и монохроматичность излучения П. л. с электронным возбуждением, применив в качестве зеркал резонатора внешние зеркала, удаленные от кристалла. Это одновременно улучшает отвод тепла от кристалла и увеличивает его рабочий объем. Ожидается, что П. л. с внешними зеркалами позволят достигнуть мощностей до сотен *квт* при высокой монохроматичности и направленности излучения (метод «излучающих зеркал», рис. 14).

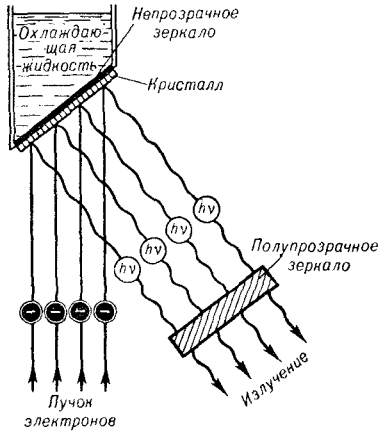


Рис. 14. Полупроводниковый лазер с «излучающим зеркалом».

Полупроводниковые лазеры с оптической накачкой. В чистом полупроводниковом кристалле можно добиться инверсии населенностей, облучая кристалл интенсивным светом (оптическая накачка). Если энергия световых фотонов накачки $h\nu_н$ больше ширины запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$, то такие фотоны, поглощаясь в полупроводнике, переводят электроны из валентной зоны в зону проводимости (рис. 15). Постепенно теряя кинетич. энергию при столк-

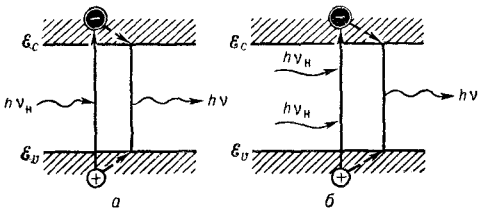


Рис. 15. Возбуждение полупроводникового лазера с оптической накачкой.

новениях с колебаниями решетки, электроны и дырки скапливаются у краев зон. При достаточно интенсивной световой накачке число скопившихся электронов и дырок может оказаться достаточным для вырождения электронов и дырок. Если же энергия фотона $h\nu_н < \Delta\mathscr{E}$, то фотон поглотиться не может, для таких фотонов полупроводник прозрачен. Выгоднее всего облучать полупроводник светом, энергия квантов к-рого только несколько больше $\Delta\mathscr{E}$. В этом случае рождающиеся электроны и дырка сразу будут находиться вблизи краев зон $\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$.

Этим методом в 1965 г. в СССР была впервые получена генерация света в чистых кристаллах GaAs. Источником света накачки служил рубиновый лазер, свет к-рого предварительно пропускали через жидкий азот. После прохождения через жидкий азот частота света рубинового Л. несколько уменьшалась из-за *вынужденного комбинационного рассеяния*. В результате этого энергия фотонов довольно точно совпадала с шириной запрещенной зоны GaAs.

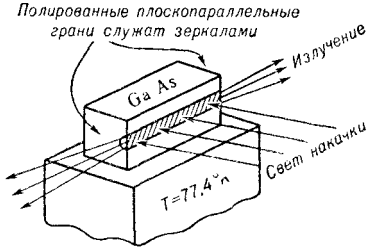


Рис. 16. Схема лазера с оптическим возбуждением.

Устройство такого П. л. несложно (рис. 16). Т. к. глубина проникновения света рубинового лазера в кристалл GaAs довольно велика ($\sim 0{,}5$ *мм*), то удалось возбудить относительно большой объем полупроводника и получить значительную выходную мощность (~ 200 *квт* в импульсе). Кроме большой выходной мощности, П. л. с оптич. накачкой обладает высоким кпд, $\sim 50\%$. Однако общий кпд всей системы двух лазеров — полупроводникового и рубинового — невелик из-за малости кпд рубинового лазера, к-рый является пока единственным достаточно мощным источником света, подходящим для возбуждения П. л.

Др. методом оптич. накачки полупроводников является метод двухфотонного возбуждения. В этом случае энергия квантов возбуждающего света меньше ширины запрещенной зоны $\Delta\mathscr{E}$. Оказывается, что при очень большой интенсивности света такие кванты также могут поглощаться полупроводником (см. *Нелинейная оптика*). Поглощение квантов в этом случае происходит парами, что эквивалентно поглощению одного кванта с энергией, равной сумме энергий двух квантов. Акты двухфотонного поглощения света происходят весьма редко, что обеспечивает большую толщину рабочего слоя в П. л. Недостатком двухфотонного возбуждения является необходимость применения интенсивного света накачки, напр. для GaAs пороговая интенсивность накачки ~ 16 *Мвт/см*^{2}, т. е. в 40 раз выше, чем пороговая интенсивность в случае обычного однофотонного возбуждения (~ 300—400 *квт/см*^{2}). Кпд таких П. л. тоже относительно мал ($\sim 0{,}5\%$).

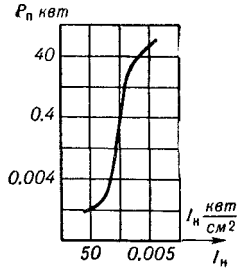


Рис. 17. Зависимость мощности излучения $P_п$ полупроводникового кристалла арсенида галлия GaAs на длине волны $\lambda = 8343$Å от интенсивности света $I_н$ накачивающего рубинового лазера.

Необходимость применения для возбуждения П. л. света др. лазеров приводит к тому, что П. л. с оптич. возбуждением по существу являются конверторами — преобразователями когерентного излучения одной длины волны в когерентное излучение др. длины волны, правда, с весьма высоким коэфф. преобразования (рис. 17).

Лазеры с прямым электрическим возбуждением. Получение инверсии населенностей в однородных полупроводниках возможно также с помощью сильного электрич. поля E. Под действием поля электроны переходят в зону проводимости и, если накапливается достаточно много электронов и дырок, то может возникнуть состояние с инверсией населенностей. Однако этот метод возбуждения полупроводников обладает серьезным недостатком: электроны, возбужденные электрич. полем в зону проводимости, под действием этого же поля переходят на все более и более высокие уровни в этой зоне. При этом распределение электронов по уровням в зоне проводимости становится все более равномерным и тем самым далеким от вырожденного. Для того чтобы электроны и дырки образовали вырожденное распределение (необходимое для инверсии населенностей), нужно периодически выключать электрич. поле так быстро, чтобы за время выключения электроны и дырки успели рекомбинировать. После выключения электрич. поля электроны и дырки скапливаются у краев зон, и если их число достаточно велико, то условие (1) выполняется.

Так как «времена жизни» электронов в зоне проводимости $\tau \lesssim 10^{-7}$ *сек*, то электрич. импульс должен иметь длительность заднего фронта меньше 10^{-7} *сек*. Получить мощные импульсы напряжения с такими короткими фронтами трудно. Кроме того, длительность самого импульса тоже должна быть достаточно малой, т. к. «разогрев» электронов электрич. полем сопровождается сильным разогревом кристалла. П. л. с прямым электрич. возбуждением пока осуществлен только в одном веществе — GaAs с примесью Zn и Mn. Он конструктивно напоминает инжекционный лазер. Область чистого полупроводника, в к-рой осуществляется генерация света, имеет толщину ~ 1 *мкм*. Она заключена между двумя областями p-типа, служащими контактами, к к-рым и прикладывается высокое импульсное напряжение. Несмотря на указанные недостатки и тот факт, что этим методом удалось пока возбудить только очень тонкий слой полупроводника, метод прямого электрического возбуждения в будущем, по-видимому, также найдет широкое применение.

Лит.: 1) Басов Н. Г., Нобелевская лекция, «УФН», 1965, т. 85, вып. 4, с. 985; 2) Лендьел Б., Лазеры, пер. с англ., М., 1964, с. 180—206; 3) Натан М. И., «Тр. ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике» (Proc. IEEE), 1966, т. 54, № 10, с. 55—70. *В. А. Данилычев.*

ПОЛЯРИЗАЦИЯ электромагнитных волн. Волны, у к-рых направления электрического E и магнитного H полей сохраняются неизменными в пространстве или изменяются по определенному закону, наз. поляризованными. Направлением П. условились называть направление электрич. поля E, волны ($H \perp E$). Плоскополяризованной или линейно-поляризованной наз. волну с неизменным направлением E. Солнечный свет состоит из множества плоскополяризованных волн со всевозможными направлениями П. Электрич. поле суммарной волны беспорядочно меняет свою величину и направление, т. е. солнечный свет неполяризован. Солнечный свет можно превратить в плоскополяризованный, пропустив его через *поляроид* — пластинку, пропускающую волны с определенным направлением П. и поглощающую волны с другим направлением П.

В случае круговой и эллиптической П. концы векторов E и H описывают окружности или эллипсы с частотой,

равной частоте волны. В зависимости от направления вращения различают правую поляризацию (по часовой стрелке) и левую поляризацию (против часовой стрелки). При распространении волн в нек-рых средах имеет место поворот или вращение плоскости поляризации. См. *Ферриты*, *Двойное лучепреломление*.

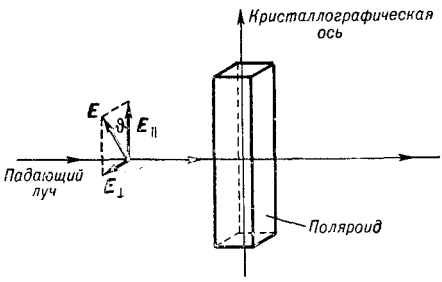
А. В Францессон.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ — возникновение у атомов и молекул электрического дипольного момента. В электрическом поле центры положительного и отрицательного зарядов атомов и молекул смещаются, в результате чего у атомов и молекул появляется электрический дипольный момент, который зависит от величины и направления электрического поля.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ — возникновение дипольного момента в диэлектриках в результате: а) смещения зарядов в атомах (электронная поляризация), б) смещения ионов (ионная поляризация), в) вращения дипольных молекул (вращательная поляризация). Различают линейную П. д., когда дипольный момент пропорционален приложенному электрич. полю, и нелинейную, напр. квадратичную, возникающую в результате вращения дипольных моментов, обусловленных электронной поляризацией.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА — выделение из естественного света световых колебаний с определенным направлением электрического вектора при помощи поляризационных приборов (поляризационная призма, *поляроид*). Естественный свет неполяризован, его можно рассматривать как совокупность волн произвольной *поляризации*.

ПОЛЯРОИД — тонкая кристаллич. пластинка или анизотропная пленка, к-рая поглощает свет, линейно поляризованный в определенном направлении (напр., обыкновенный луч *O* или, наоборот, необыкновенный луч *e*; см. *Двойное лучепреломление*), и пропускает свет, поляризованный в перпендикулярном направлении (см. *Поляризация*). Естественный неполяризованный свет, пройдя через П., становится поляризованным. П. применяется и как анализатор поляризации света. Если на него падает поляризованный свет и вектор электрич. поля E составляет угол ϑ с кристаллографич. осью П., то такую световую волну можно представить в виде суммы двух волн с взаимно перпендикулярными поляризациями: $E_{\parallel} = E\cos\vartheta$ и $E_{\parallel} = E\sin\vartheta$ (рис.). Через П. пройдет только часть светового пучка, соответствующая компоненте $E_{\parallel}$, энергия к-рого пропорциональна $\cos^2\vartheta$. Вращая П., можно определить степень и направление поляризации светового пучка. Недостаток П. — зависимость поглощения от длины волны света. П. изготовляются из турмалина, герапатита, анизотропных иодно-поливиниловых пленок и т. д.

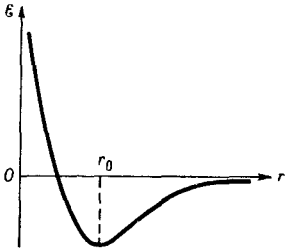


А. П. Сухоруков

ПОПЕРЕЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — процесс исчезновения поперечной компоненты суммарной намагниченности парамагнетика при наложении или изменении внешнего магнитного поля H. См. *Парамагнитная релаксация, Парамагнетизм.*

ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ — состояние квантового устройства, при к-ром энергия, излучаемая активным веществом на частоте рабочего перехода, равна полной потере энергии на этой частоте.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА — область пространства, в к-рой потенциальная энергия $\mathscr{E}$ частицы меньше, чем в ее окрестности. П. я. создается силами, действующими на частицу в данной области. Напр., П. я. для атомного электрона образуется в области вокруг атомного ядра, в к-рой на электрон действует электрич. сила притяжения к ядру (кулоновское поле). На рис. показана П. я. для двухатомной молекулы. Если расстояние между атомами в молекуле $r > r_0$, то преобладает сила притяжения, обусловленная химич. связью атомов; если $r < r_0$, то преобладают силы отталкивания, возникающие при перекрытии электронных оболочек обоих атомов. Форма П. я. определяется зависимостью силы F от расстояния. Напр., при малых амплитудах колебаний атомов в молекуле вокруг ее устойчивой конфигурации, соответствующей $r = r_0$, сила взаимного притяжения атомов F пропорциональна расстоянию между ними: $F = -kr$, а энергия $\mathscr{E} = \frac{kr^2}{2}$. В этом случае П. я. имеет симметричную форму; это — П. я. гармонического осциллятора. При увеличении амплитуды и соответственно энергии колебаний атомов F становится нелинейной ф-цией от r и П. я. оказывается несимметричной; это — П. я. ангармонического осциллятора.



ПРОДОЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — процесс установления равновесного значения продольной компоненты суммарной намагниченности парамагнетика при наложении или изменении внешнего поля H. См. *Парамагнитная релаксация, Парамагнетизм.*

ПРОПУСКАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение потока излучения, прошедшего через вещество, к падающему потоку.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ — понятие, характеризующее постоянство или изменение по определенному закону основных характеристик волны (амплитуды, частоты, фазы, поляризации) в пространстве. П. к. нарушается там, где исчезает закономерная связь характеристик волны и вместе с ней интерференционная картина. См. *Когерентность.*

Р

РАБОЧИЙ ПЕРЕХОД (в квантовой электронике) — излучательный *квантовый переход* на частоте усиления или генерации.

РАДИОСПЕКТРОСКОП — прибор для исследования поглощения и излучения радиоволн (т. е. электромагнитных волн с длиной волны λ от долей *мм* до сотен *м*) в различных веществах. Для каждой микрочастицы (атома, молекулы и т. д.) существует определенный набор «разрешенных» значений энергии $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$... (см. *Уровни энергии*). Если микрочастица облучается электромагнитными волнами, частота к-рых ν удовлетворяет условию: $h\nu = \mathscr{E}_в - \mathscr{E}_н$, где h — *Планка постоянная*, а $\mathscr{E}_в$ — верхний, $\mathscr{E}_н$ — нижний уровни, то может произойти поглощение частицей порции (кванта) электромагнитной энергии $h\nu$, наз. р е з о н а н с н ы м п о г л о щ е н и е м. При этом частица переходит с уровня $\mathscr{E}_н$ на более высокий уровень $\mathscr{E}_в$ (см. *Квантовый переход*). Поэтому набор энергетич. уровней микрочастиц определяет набор тех частот ν или длин волн $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (c — скорость света) электромагнитных волн, к-рые она может поглощать (резонансные частоты).

Во многих случаях энергетич. уровни микрочастиц расположены так, что резонансные частоты попадают в коротковолновый или сверхвысокочастотный (СВЧ) диапазон радиоволн. Такую структуру энергетич. уровней имеют, напр., молекулы нек-рых газов, парамагнитные атомы и ионы во внешнем магнитном поле, молекулы, обладающие электрическим дипольным моментом, во внешнем электрич. поле и т. д. (см. *Радиоспектроскопия, Зеемана эффект, Штарка эффект*). Для изучения поглощения радиоволн в такого рода объектах и применяют Р.

В наиболее распространенных Р. радиоволны от источника электромагнитных колебаний (генератора) направляются в п о г л о щ а ю щ у ю я ч е й к у, заполненную исследуемым веществом, проходят через нее и попадают на приемник, снабженный регистрирующим устройством (электронный осциллограф или самописец, рис. 1). Частота генератора в процессе измерений плавно меняется, и при приближении к частотам $\nu = \frac{\mathscr{E}_в - \mathscr{E}_н}{h}$ частицы вещества начинают поглощать радиоволны. При этом амплитуда электромагнитных колебаний на входе приемника уменьшается, что и фиксируется регистрирующим устройством.

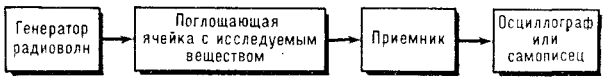


Рис. 1. Блок-схема радиоспектроскопа.

График зависимости величины поглощенной мощности от частоты ν (или длины волны λ) имеет вид кривой, содержащей ряд пиков — максимумов поглощения, и представляет собой спектр поглощения данного вещества (рис. 2). Сами пики наз. спектральными л и н и-

я м и поглощения, по аналогии с линиями оптич. спектров, фиксируемых на фотопластинке.

По назначению и принципу действия («просвечивание» вещества электромагнитными волнами) Р. напоминает оптич. спектроскоп. Однако конструкция этих приборов совершенно различна: если в оптич. спектроскопах применяются линзы, призмы, *дифракционные решетки* и т. п., то в Р. используются радиотехнич. элементы. Рассмотрим устройство Р. на примере Р. для исследования *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Упрощенная схема такого Р. представлена на рис. 3. Разность энергий между магнитными подуровнями парамагнитного атома или иона зависит от напряженности внешнего магнитного поля (см. *Зеемана эффект*). В обычных полях эта разность соответствует диапазону СВЧ (λ от 1 *мм* до неск. *дм*). Генератором радиоволн СВЧ, как правило, служит спец. электронная лампа — *клистрон*, частоту к-рой можно плавно регулировать, изменяя напряжение, приложенное к одному из ее электродов. От клистрона радиоволны распространяются по *волноводам* — особым металлич. трубам, заменяющим в диапазоне СВЧ обычный провод и обеспечивающим малые потери энергии при ее передаче. Поглощающей ячейкой Р. служит *объемный резонатор* (небольшая полость с металлич. стенками), в которую помещается исследуемый образец. Попадая в объемный резонатор, настроенный на частоту клистрона, радиоволны многократно отражаются от его стенок, каждый раз проходя через вещество. Это приводит к резкому увеличению поглощаемой в веществе мощности радиоволн.

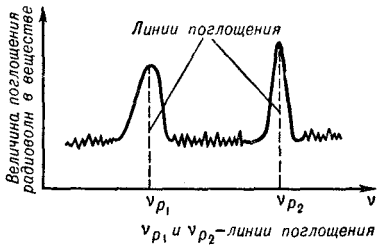


Рис. 2. Спектр поглощения, регистрируемый радиоспектроскопом; ν_{p_1} и ν_{p_2} — резонансные частоты.

Объемный резонатор помещается между полюсами электромагнита. Поскольку положение магнитных подуровней парамагнитных частиц сильно зависит от напряженности внешнего магнитного поля, то в Р. ЭПР обычно плавно изменяют не частоту генератора, а напряженность магнитного поля, что значительно удобнее. Условие резонанса при этом достигается не «настройкой» электромагнитного поля на нужную частоту, а «подгонкой» разности энергий $\Delta\mathscr{E}$ под заданное значение кванта $h\nu$. Магнитное поле можно менять периодически (модулировать), напр., с периодом $\sim 10^{-2}$ *сек*. В этом случае поглощение радиоволн в веществе также будет возникать периодически, создавая на детекторе (обычно полупроводниковом диоде) переменное напряжение низкой частоты. После усиления этот сигнал попадает на вертикально отклоняющие пластины осциллографа; одновременно на его горизонтально отклоняющие пластины подается переменное напряжение, синхронное с периодич. изменением магнитного поля. В результате на экране осциллографа появляется график зависимости величины мощности радиоволн, поглощенной веществом, от напряженности внешнего магнитного поля, эквивалентный спектру поглощения исследуемого вещества.

Р., изображенный на рис. 3, обладает невысокой чувствительностью. Под чувствительностью Р. понимается минимальная величина поглощения радиоволн в исследуемом веществе, к-рую еще можно зарегистрировать. Чувствительность Р. зависит от многих факторов, но чаще всего она ограничивается случайными хаотич. изменениями тока (*шумами*) детектора. Шумы достигают макс. величины на низких частотах; именно поэтому Р. с низкочастотной модуляцией магнитного поля не могут обеспечить высокой чувствительности. Чтобы снизить влияние шумов детектора, в Р. ЭПР применяется высокочастотная модуляция магнитного поля, к-рая переносит сигнал резонансного поглощения в область частот ~ 1 *Мгц*. На таких частотах амплитуда шумов детектора значительно ниже. Р. с высокочастотной модуляцией содержит усилитель, настроенный на частоту модуляции, и его схема гораздо сложнее. Еще более сложным является способ переноса сигнала резонансного поглощения в область высоких частот ($\sim$ 30—60 *Мгц*) с помощью супергетеродинного приемника.

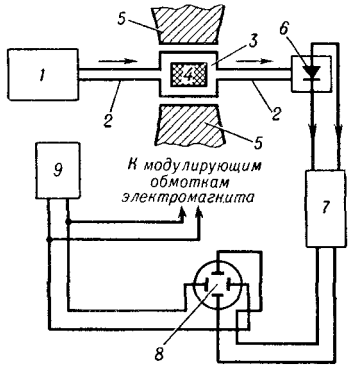


Рис. 3.

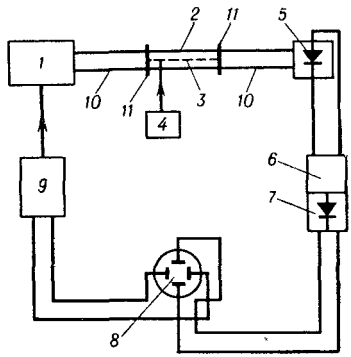


Рис. 4.

Рис. 3. Радиоспектроскоп для исследования ЭПР: *1* — клистрон; *2* — волноводы; *3* — объемный резонатор с исследуемым веществом *4*; *5* — электромагнит; *6* — детектор; *7* — усилитель низкой частоты; *8* — осциллограф; *9* — источник переменного напряжения, создающего модуляцию магнитного поля.

Рис. 4. Радиоспектроскоп для исследования вращательных спектров газов: *1* — клистрон; *2* — поглощающая ячейка с исследуемым газом; *3* — модулирующий электрод; *4* — источник модулирующего напряжения; *5* — детектор; *6* — усилитель, настроенный на частоту электрической модуляции; *7* — второй детектор; *8* — осциллограф; *9* — источник переменного напряжения, меняющего частоту генератора; *10* — волноводы; *11* — слюдяные окошки, герметизирующие ячейку.

Рассмотрим схему Р., применяемого при исследовании вращательных спектров молекул газа, лежащих в диапазоне СВЧ. В этом Р. (рис. 4) поглощающей ячейкой служит отрезок волновода *2*, наполненный исследуемым газом. Спектр поглощения наблюдают, периодически изменяя (модулируя) частоту генератора *1*. Для повышения чувствительности здесь также применяют метод высокочастотной модуляции, но уже не магнитного, а электрич. поля. Переменное (частота $\sim$ 100 *кгц*) электрич. поле создается спец. электродом,

введенным в поглощающую ячейку. Поле смещает энергетич. уровни молекул газа (см. *Штарка эффект*). В результате частота резонансного поглощения радиоволн меняется, что приводит к высокочастотной модуляции мощности СВЧ, попадающей на детектор. После усиления (в резонансном усилителе) и вторичного детектирования сигнал поглощения регистрируется осциллографом.

Р. для исследования ядерного магнитного резонанса (ЯМР) существенно отличается от описанных выше. Магнитные моменты атомных ядер примерно в 1000 раз меньше магнитного момента электрона, и расщепление энергетич. уровней ядер в магнитном поле относительно невелико. Поэтому частоты, соответствующие резонансному поглощению, в этом случае меньше, они лежат в диапазоне коротких радиоволн длиной в дес. и сотни метров. Распространенная схема Р. ЯМР показана на рис. 5. Поглощающей ячейкой здесь является катушка индуктивности L обычного *колебательного контура*, в к-рую помещен исследуемый образец, контур включен в схему коротковолнового лампового

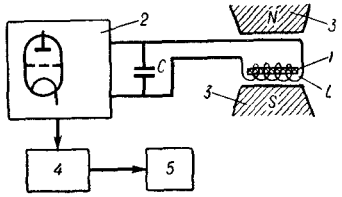


Рис. 5. Схема радиоспектроскопа для наблюдения ЯМР. L — катушка индуктивности с исследуемым образцом *1*; *2* — ламповый генератор метрового диапазона; *3* — магнит; *4* — измеритель амплитуды генерации; *5* — осциллограф.

генератора *2*. При наложении внешнего магнитного поля определенной величины исследуемый образец начинает поглощать электромагнитную энергию. Это приводит к уменьшению амплитуды колебаний и отмечается регистрирующей схемой в виде сигнала (сигнал ЯМР). Методы модуляции, усиления и регистрации сигнала поглощения здесь могут быть такими же, как и в др. Р.

Во всех описанных выше системах Р. индикация резонансного поглощения основана на измерении мощности электромагнитного поля, взаимодействующего с веществом. Поглощение квантов электромагнитной энергии резонансной частоты ведет, однако, и к изменению состояния самого вещества. Переход микрочастицы (атома или молекулы) на верхний энергетич. уровень, происходящий при поглощении кванта электромагнитной энергии, связан с изменением ориентации в пространстве вектора электрического (или магнитного) момента этой частицы; следовательно, при этом должно изменяться и поведение атома (или молекулы) во внешних электрических (или магнитных) полях. На рис. 6 приведена схема Р., основанного на методе *молекулярных* и *атомных пучков*. Атомы к.-л. вещества, получаемые из источника пучка *1*, пролетают через диафрагмирующее устройство *2* и образуют направленный пучок *3*. Этот пучок проходит последовательно через первую область неоднородного магнитного (электрического) поля *4*, область однородного магнитного поля *5* и вторую область неоднородного поля *6*. Атомы, обладающие магнитными (или электрическими) моментами, пролетая через первую область неоднородного поля, отклоняются от своей первоначальной траектории. Величина отклонения зависит от величины и ориента-

ции магнитного момента атома, т. е. от его энергии во внешнем поле. Поэтому атомы, находящиеся на разных энергетич. уровнях, отклонятся в первой области на разные углы, и пучок расщепится на неск. частей. Второе неоднородное поле подбирается таким образом, что оно отклоняет атомы на те же углы, что и первое поле, но в противоположную сторону. Поэтому если область однородного поля не изменит состояния атомов, то второе неоднородное поле в точности скомпенсирует действия первого и снова соберет все атомы в один пучок, попадающий на детектор. Если же в области однородного поля атомы будут облучаться радиоволнами резонансной частоты, произойдут акты поглощения и испускания радиочастотных квантов и ориентация магнитных моментов части атомов относительно внешнего поля изменится. Во второй области неоднородного поля эти атомы отклонятся уже не на такой же угол, как

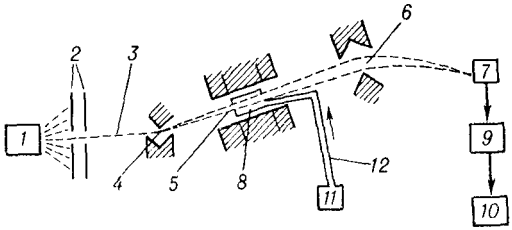


Рис. 6. Радиоспектроскоп с атомным (или молекулярным) пучком: *1* — источник пучка; *2* — диафрагмы; *3* — атомный пучок; *4* — первая область неоднородного постоянного внешнего поля (магнитного или электрического); *5* — область однородного постоянного внешнего поля; *6* — вторая область неоднородного постоянного поля; *7* — детектор; *8* — объемный резонатор; *9* — усилитель; *10* — регистрирующее устройство (осциллограф или самописец); *11* — генератор радиоволн; *12* — волновод.

в первой, и не попадут на детектор. Изменение числа частиц, попадающих на детектор, и представляет собой сигнал резонансного поглощения. Метод атомных пучков дает возможность наблюдать очень узкие линии поглощения, что позволяет использовать такого рода Р. в качестве стандартов частоты (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Индикацию резонансного поглощения радиоволн в веществе можно производить и оптич. методом. Способность атома поглощать (или испускать) свет определенной поляризации зависит от ориентации атомного магнитного момента во внешнем магнитном поле. В Р. с оптич. индикацией исследуемое вещество, помещенное во внешнее магнитное поле, освещается поляризованным светом и одновременно облучается радиоволнами. Поглощение квантов радиочастотного электромагнитного поля резонансной частоты изменяет ориентацию магнитных моментов атомов вещества. Это приводит к изменению интенсивности прошедшего через вещество поляризованного света; измеряя ее оптич. приборами, можно судить о резонансном поглощении радиоволн (см. также *Квантовый магнитометр*).

Лит.: Инграм Д., Спектроскопия на высоких и сверхвысоких частотах, пер. с англ., М., 1959; Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Гордн В., Смит В., Трамбарулор Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955; Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961.

В. А. Ауаркин.

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ изучает спектры поглощения и излучения различных веществ в радиодиапазоне, охватывающем электромагнитные волны с частотами ν от сотен *гц* до $3 \cdot 10^{11}$ *гц* (длина волны $\lambda \geqslant 1$ *мм*). Р. отличается от оптич. спектроскопии не объектами исследования, а лишь большей длиной волны (или меньшей частотой). Однако благодаря малым частотам ν и, следовательно, малым энергиям поглощаемых или излучаемых квантов $h\nu$ Р. позволяет исследовать квантовые переходы между близко расположенными уровнями энергии. Поэтому здесь возможно изучение тонких явлений, к-рые вызывают очень малые расщепления энергетич. уровней и поэтому незаметны для оптич. методов. Исследование спектральных линий в радиодиапазоне, а именно: их резонансной частоты, ширины и формы (см. *Ширина спектральных линий*), позволяет определить структуру атомных ядер, строение электронных оболочек атомов, структуру молекул, характер взаимодействия между атомами и молекулами в веществе, между примесными ионами и кристаллич. решеткой и т. д. (см. *Квантовый переход*, *Уровни энергии*).

Преимущества Р. перед оптич. методами обусловлены тем, что экспериментально она основана на измерении частоты, к-рое является наиболее точным из всех видов измерений (см. *Квантовые стандарты частоты*). Поэтому результаты, даваемые Р., привели к существенному уточнению многих характеристик вещества и получению новых, ранее недоступных данных. Дополнительными преимуществами Р. является высокая чувствительность *радиоспектроскопов*, существенная для исследования весьма малых образцов, и их безынерционность, позволяющая применять Р. для непрерывного контроля технологич. процессов. Разрешающая сила радиоспектроскопов (возможность раздельного наблюдения двух близких спектральных линий) ограничивается практически лишь шириной наблюдаемых спектральных линий.

Это связано с тем, что источники радиоизлучения обладают высокой степенью когерентности (т. е. большой монохроматичностью, направленностью, постоянством фазы и поляризации) в отличие от обычных (нелазерных) источников света. Кроме того, в Р. отсутствуют призмы и *дифракционные решетки* — необходимые элементы оптич. спектроскопа, разлагающие излучение источника в спектр. Качество призм и решеток определяет разрешающую способность оптич. спектроскопа. В Р. наблюдение спектральных линий обычно осуществляется «просвечиванием» исследуемого объекта радиоволной, частоту к-рой плавно изменяют. Зависимость интенсивности поглощения радиоволны от ее частоты образует контур спектральной линии. В нек-рых радиоспектроскопах частота радиоизлучения поддерживается постоянной, а под влиянием изменения внешнего магнитного поля изменяется резонансная частота спектральных линий.

Благодаря перечисленным особенностям Р. стала мощным оружием исследований в химии, биохимии и биофизике. Первые узкие спектральные линии, наблюдавшиеся в радиодиапазоне, были связаны с явлением ядерного магнитного резонанса (ЯМР), состоящего в резонансном поглощении радиоволн, вызванном квантовыми переходами между магнитными подуровнями, образованными расщеплением уровней многих непарамагнитных атомов во внешнем магнитном поле. Последнее вызвано неск. возможными ориентациями *магнитных моментов* ядер (во внешнем магнитном

поле). Линии ЯМР наблюдались в атомных пучках (см. *Молекулярные и атомные пучки*) и в диэлектрич. кристаллах в диапазоне единиц и десятков *Мгц*. В этом же диапазоне наблюдаются также линии квадрупольного резонанса ядер, обусловленные квантовыми переходами в системе уровней, образованных в результате взаимодействия ядра, обладающего квадрупольным электрич. моментом, с окружающим его электрич. полем.

В диапазоне СВЧ расположены линии *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), вызванного переходами между магнитными подуровнями, образованными расщеплением уровней парамагнитных атомов и ионов во внешнем магнитном поле (см. *Зеемана эффект*). В диапазоне СВЧ наблюдаются также линии, соответствующие переходам между вращательными уровнями молекул, обладающих электрич. дипольным моментом. Т. к. в твердых телах и жидкостях свободное вращение молекул заторможено, то эти линии исследуются в газах (микроволновая спектроскопия, или спектроскопия газов). Спектры, связанные с заторможенными вращениями, дают сведения о строении молекул и их связях с окружением. В газах в диапазоне СВЧ могут наблюдаться др. спектры, напр. вызванные *инверсионными переходами*. Р. исследует также квантовые переходы в системе равноотстоящих уровней, образованных взаимодействием электронов проводимости и дырок в металлах и полупроводниках с внешним магнитным полем (циклотронный резонанс).

Р. привела к рождению новой области науки — квантовой электроники. В Р. впервые наблюдалось вынужденное излучение, что привело вначале к созданию первого квантового генератора на пучке молекул аммиака (см. *Квантовые стандарты частоты*), а затем квантовых парамагнитных усилителей СВЧ, *квантовых усилителей* и *квантовых генераторов* света — *лазеров*. Решающую роль при этом сыграло объединение методов Р. (метод молекулярных и атомных пучков, метод ЭПР и др.) с идеями и методами радиофизики (*принцип обратной связи*).

При помощи лазеров удалось создать источники видимого света, а также инфракрасного и ультрафиолетового излучений, обладающих высокой *когерентностью*, дотоле достижимой лишь для радиоволн. Это в свою очередь привело к получению огромных спектральных и пространственных плотностей электромагнитной энергии, позволяющих обнаружить в этом диапазоне ряд нелинейных эффектов, т. е. к рождению *нелинейной оптики*. Развитие же нелинейной оптики привело к созданию *параметрических генераторов света* с перестраиваемой частотой. Это позволило применить в оптике методы Р., т. е. исследовать оптич. спектры без призм, дифракционных решеток и др. спектральных приборов. Аналогичная «обратная связь» осуществилась и в результате развития *голографии*. Голографич. метод был реализован в оптике лишь после создания лазеров, а теперь он применяется и в радиодиапазоне, и в области ультразвуковых колебаний, а также в диапазоне рентгеновских волн и даже в электронной микроскопии. Т. о., Р. стала узловым пунктом взаимного влияния различных областей науки и техники и катализатором их дальнейшего прогресса.

Лит.: 1) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; 2) Гордн В., Смит В., Трамбарулo Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955.

М. Е. Жаботинский.

РАЗРЕШЕННЫЙ ПЕРЕХОД — *квантовый переход* с излучением между *уровнями энергии* атома, молекулы или др. квантовой системы, вероятность к-рого отлична от нуля.

РАСХОДИМОСТЬ ПУЧКА (частиц или лучей) — плоский или телесный угол, характеризующий отклонение лучей или траекторий частиц от параллельности.

РЕЗОНАНСНАЯ ЧАСТОТА спектральной линии — частота, соответствующая максимуму интенсивности. См. *Ширина спектральной линии.*

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ — избирательное поглощение электромагнитного излучения частоты ν веществом, обусловленное *квантовыми переходами* частиц вещества с нижнего уровня энергии $\mathscr{E}_н$ на верхний $\mathscr{E}_в$. Условие Р. п.: $h\nu = (\mathscr{E}_в - \mathscr{E}_н)$, где h — *Планка постоянная.*

РЕЗОНАТОР — колебательная система, в к-рой возможно накопление энергии колебаний. Если на Р. действует внешняя периодич. сила, то в нем возникают вынужденные колебания, амплитуда к-рых резко возрастает при приближении частоты внешнего воздействия к определенным (собственным) значениям частоты, зависящим от свойств Р. Существуют акустические, механические и электромагнитные резонаторы. Простейшим электромагнитным Р. радиочастоты (1—2 *Мгц*) является *колебательный контур.* В диапазоне СВЧ применяются *объемные резонаторы*, а в диапазоне миллиметровых, субмиллиметровых радиоволн, а также в оптич. диапазоне — *открытые резонаторы.*

РЕЗОНАТОР ФАБРИ — ПЕРО — открытый резонатор, состоящий из двух параллельных зеркал. См. *Интерферометр Фабри — Перо, Открытый резонатор.*

РЕЗОНАТОРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — квантовый усилитель СВЧ, в к-ром рабочее усиливающее вещество находится в *объемном резонаторе*, настроенном на частоту усиливаемого сигнала. Резонатор, увеличивающий время взаимодействия усиливаемой волны с активным веществом, необходим для получения больших коэфф. усиления. *Полоса пропускания* Р. у. обратно пропорциональна коэфф. усиления. Подробнее см. *Квантовый усилитель.*

РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД — безызлучательный переход микрочастицы (атома, молекулы и т. д.) с одного *уровня энергии* на другой в процессе *релаксации* (установления теплового равновесия). Р. п. обычно происходят под влиянием теплового движения окружающих микрочастиц. При этом возможно как поглощение тепловой энергии, при к-ром частица переходит на более высокий уровень, так и превращение энергии данной микрочастицы в тепло, сопровождающееся переходом частицы на более низкий уровень. В любом случае Р. п. ведут к установлению вполне определенного для данной темп-ры равновесного распределения частиц по энергиям — *Больцмана распределения.* См. *Квантовый переход.*

РЕЛАКСАЦИЯ — процесс установления теплового равновесия в к.-л. системе. Простейшие примеры Р. — остывание нагретого тела, помещенного в среду с более низкой темп-рой; разряд электрич. конденсатора через сопротивление, сопровождающийся переходом электрич. энергии в тепловую.

Типичный пример Р. — установление теплового равновесия в газе. Средняя кинетич. энергия молекул газа определяется его темп-рой; чем больше энергия молекулы отличается от нек-рого

среднего значения, тем меньше таких молекул в данном объеме газа. Если же это распределение нарушено, напр., если часть молекул получит дополнительную энергию извне так, что число «очень горячих» (обладающих большой скоростью) частиц станет выше нормы, то через нек-рое время, наз. временем релаксации, тепловое равновесие снова восстановится. В этом случае Р. обусловлена столкновениями молекул газа, при к-рых они обмениваются кинетич. энергией, так что ее избыток распределяется в конечном счете между всеми молекулами.

Описанный процесс представляет собой установление равновесия внутри системы частиц за счет их взаимодействия друг с другом. Р. такого типа характерна не только для молекул газа, но и для электронов проводимости в металлах и полупроводниках, а также для системы взаимодействующих друг с другом парамагнитных частиц в кристалле (см. *Спин-спиновая релаксация*).

Др. типом Р. является установление теплового равновесия между системой частиц и окружающей средой. Рассмотрим Р. такого рода на важном для квантовой электроники примере распределения микрочастиц по уровням энергии. По законам квантовой механики, энергия микрочастицы во многих случаях не может быть произвольной, а должна принимать одно из возможных «разрешенных» значений; частица может находиться лишь на одном из разрешенных уровней энергии. Это относится к электронам, входящим в состав атомов; к атомам и молекулам, помещенным во внешние электрические или магнитные поля и т. д.

Наиболее устойчиво состояние частицы, обладающей минимально возможной энергией, т. е. находящейся на самом нижнем из разрешенных уровней. Однако, даже если частица оказывается на одном из верхних уровней энергии, она может оставаться на нем долго, если спонтанные переходы по к.-л. причинам маловероятны (см. *Квантовый переход*) и если нет внешних воздействий, к-рые «столкнули» бы ее «вниз». Такие толчки создаются тепловым движением атомов и молекул окружающей среды, благодаря чему нижние энергетич. уровни более населены частицами, чем верхние. Одновременно тепловой «толчок» может привести к передаче частице части тепловой энергии среды, т. е. вызвать переход частицы с нижнего уровня на верхний. Оба процесса идут тем интенсивнее, чем выше темп-ра вещества. Поэтому при каждой темп-ре существует определенное равновесное распределение частиц по энергетич. уровням (см. *Больцмана распределение*).

Если к.-л. образом нарушить это равновесное распределение (напр., заставив частицы поглощать энергию световых квантов или радиоволн), то через нек-рое время распределение снова восстановится благодаря тепловому движению атомов окружающей среды. Примером такой релаксации является *спин-решеточная релаксация*.

В. А. Ацаркин.

РЕПЕР ЧАСТОТЫ — совокупность приборов, позволяющая наблюдать избранную спектральную линию, не внося в нее существенных возмущений, и с высокой точностью сравнивать с ее частотой частоту внешних сигналов. См. *Квантовые эталоны частоты*, 2; *Квантовые часы*.

РЕФРАКЦИЯ СВЕТА — искривление световых лучей в среде с непрерывно изменяющимся показателем преломления. В широком смысле Р. — преломление света.

РУБИН — драгоценный минерал, редко встречающийся в природе. По химич. составу — это окись алюминия Al_2O_3 (корунд) с небольшой добавкой ионов хрома Cr^{+++}, замещающих в кристаллич. решетке корунда ионы алюминия Al и окрашивающих корунд в красный цвет от розового до малиново-красного в зависимости от концентрации ионов Cr. Темп-ра плавления Р. 2050 °С. По механич. свойствам Р. близок к корунду — одному из самых твердых минералов. Первоначальное применение в технике получил как материал для часовых подшипников, и производство искусственных Р. вначале было налажено для нужд часовой промышленности.

В квантовой электронике Р. стал применяться с 1958 г., после того, как А. М. Прохоров с сотр. исследовали явление *электронного парамагнитного резонанса* ионов Cr в Р. и предложили использовать Р., как активное вещество в квантовых усилителях. В дальнейшем Р. начал широко применяться, как рабочее вещество квантовых оптич. генераторов — лазеров. Первый лазер на Р. создан в 1960 г. Применение Р. в квантовой электронике связано как с особенностями энергетич. спектра иона Cr^{+++}, так и с механич. прочностью Р. *Уровни энергии* иона Cr^{+++}, *находящегося* в кристаллич. решетке корунда, существенно отличаются от уровней энергии свободного иона Cr^{+++}. Величина электрич. поля $E_{кр}$, создаваемого соседними ионами решетки (*внутрикристаллическое поле*), в месте, где находится ион, изменяет положение его энергетич. уровней, а следовательно, и частоту возможных *квантовых переходов* (см. *Штарка эффект*).

Дефекты кристаллич. решетки, в том числе механич. напряжения и тепловые колебания ионов, также вызывают случайные местные изменения электрич. полей, действующих на разные ионы Cr^{+++}. В результате этого положение энергетич. уровней разных ионов несколько различно, и уровни оказываются «размытыми» (*рис. 1*). Нек-рые уровни, напр. $\mathcal{E}_3$ и $\mathcal{E}_5$, при этом оказываются столь уширенными, что их наз. полосами. На положение др. уровней (напр., $\mathcal{E}_2$) электрич. поле влияет слабее, и их уширение незначительно. Переходы с самого нижнего основного уровня $\mathcal{E}_1$ на широкие полосы $\mathcal{E}_3$ и $\mathcal{E}_5$ соответствуют поглощению зеленого и фиолетового света. Переходы с основных уровней $\mathcal{E}_1$ на узкие уровни $\mathcal{E}_2$ не оказывают влияния на окраску кристалла. Красная составляющая естественного цвета в Р. практически не поглощается. Т. о., положение и ширина полос поглощения $\mathcal{E}_3$ и $\mathcal{E}_5$ целиком определяют красный цвет Р.

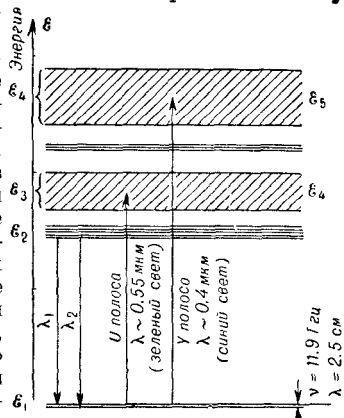


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона хрома Cr^{+++} в рубине.

При обычных темп-рах практически все ионы Cr^{+++} находятся на двух нижних уровнях $\mathcal{E}_1$. Ионы, находясь на этих уровнях, отличаются друг от друга абс. величиной проекции *магнитного момента* на направление внутрикристаллич. поля $E_{кр}$. Частота перехода

между нижними уровнями $\nu = 11{,}9$ *Гц* (длина волны $\lambda = 2{,}5$ *см*) лежит в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ).

Каждому уровню энергии иона Cr^{+++} в Р. соответствуют два различных состояния иона, имеющие одинаковую энергию, но отличающиеся противоположными знаками проекции магн. момента иона $E_{кр}$. В магнитном поле энергии этих состояний становятся различными, магнитное поле H расщепляет каждый уровень иона хрома на два. Величина этого расщепления, т. е. разность энергий между расщепленными уровнями, зависит от величины поля и его ориентации относительно кристаллографич. оси кристалла (рис. 2).

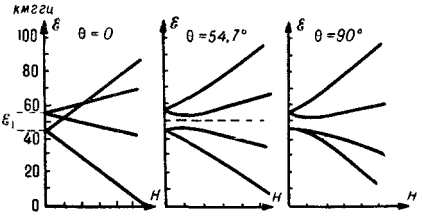


Рис. 2. Расщепление двух нижних энергетических уровней $\mathscr{E}_1$ иона хрома Cr^{+++} в рубине во внешнем магнитном поле H, параллельном кристаллографической оси кристалла ($\theta = 0$) и составляющей с ней углы $\theta = 0; 54{,}7°$ и 90°.

Т. о., в Р., находящемся в постоянном магнитном поле H, образуются четыре энергетич. уровня, переходы между к-рыми находятся в диапазоне СВЧ. Благодаря этому Р. может быть использован в трехуровневых квантовых парамагнитных усилителях.

Широкое применение Р. в квантовых усилителях обусловлено также большим временем его *спин-решеточной релаксации* ($\sim 0{,}1$ *сек* при темп-ре 4,2 К) и, следовательно, малой потребляемой мощностью накачки (1—10 *Мвт*). Большее время спин-решеточной релаксации Р. связано с его твердостью.

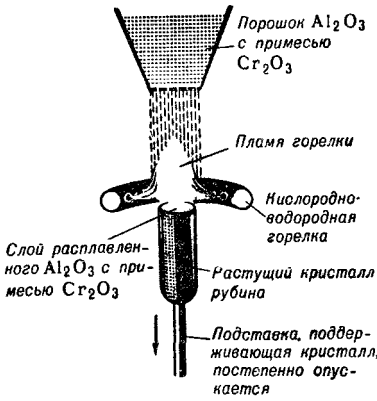


Рис. 3. Выращивание рубина по методу Вернейля. Смесь Al_2O_3 и Cr_2O_3 в виде пудры сыплется сверху на выращиваемый кристалл рубина, верхняя кромка которого находится в пламени горелки с температурой 2050 °С, достаточной для плавления рубина. Кристалл постепенно опускают и расплавленный слой смеси, выходя из пламени, кристаллизуется.

В лазере Р. накачивается светом от мощной лампы с широким спектром излучения, соответствующим переходам с уровней $\mathscr{E}_1$, на энергетич. полосы $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_5$. Подавляющее большинство ионов, попавших на уровни $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_5$, отдает часть своей энергии тепловым колебаниям кристалла и переходит на два более низких уровня $\mathscr{E}_2$,

к-рые не заселены при комнатной темп-ре. Продолжительность жизни ионов, находящихся на уровнях $\mathscr{E}_2$, сравнительно велика (3,5 *мсек*). Уровни с таким большим временем жизни наз. м е т а с т а б и л ь н ы м и. Большинство возбужденных ионов скапливается на метастабильных уровнях. При достаточно мощной накачке уменьшение населенностей самых нижних уровней $\mathscr{E}_1$ и обогащение населенностей метастабильных уровней $\mathscr{E}_2$ приводит к *инверсии населенностей* уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ и, следовательно, к генерации света с длиной волны λ_1 и λ_2 (рис. 1), что соответствует красному свету.

Искусственные монокристаллы Р. выращиваются обычно по методу Вернейля в кислородно-водородном пламени (рис. 3). Таким способом удается получить монокристаллы Р. в виде стержней диаметром до 5 *см* и длиной 0,5 *м*. См. также *Лазер*, 3.

РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер, рабочим веществом к-рого является кристалл рубина. См. *Лазер*, 3.

С

САМОКАНАЛИЗАЦИЯ СВЕТА — распространение света в нелинейной среде, при к-ром *дифракционная расходимость* светового пучка компенсируется его сужением за счет *нелинейной рефракции*. В результате пучок создает для себя своеобразный оптич. волновод, по к-рому он распространяется без расходимости (см. *Нелинейная оптика*, *Самофокусировка*).

САМОФОКУСИРОВКА — сужение светового пучка при его распространении в *нелинейной среде*. При больших амплитудах электрич. поля световой волны E показатель преломления n нек-рых веществ начинает увеличиваться пропорционально интенсивности света: $n = n_0 + n_2 E_0^2$, где n_0 — показатель преломления в отсутствии поля. Такая среда становится оптически неоднородной. Т. к. E_0, а следовательно, и n максимальны у оси светового пучка, то периферийные лучи отклоняются к оси пучка, вследствие чего диаметр пучка уменьшается.

С. имеет место, если мощность светового пучка превышает нек-рую критич. величину (см. *Нелинейная оптика*, 7). Увеличение напряженности поля, вызванное С., может сильно влиять на протекание др. оптич. эффектов, зависящих от интенсивности световой волны. В частности, за счет С. сильно снижается порог *вынужденного комбинационного рассеяния и вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна*.

Лит.: Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, вып. 1, с. 19—70.

А. П. Сухоруков.

СВЕРХВЫСОКИЕ ЧАСТОТЫ (СВЧ) — область наиболее высоких частот, применяемых в радиотехнике от 300 *Мгц* до 300 *Ггц* (длина волны от 1 *м* до 1 *мм*).

СВЕРХКОРОТКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ. Т. к. выходная мощность импульсного *лазера* обратно пропорциональна его длительности Δt, то самые высокие мощности получаются от лазеров, излучающих сверхкороткие импульсы. Их длительность составляет 10^{-10}—10^{-12} *сек*, а мощность может достигать 10^9 *квт*. С. л. и. могут найти применение для нагрева *плазмы*, изучения нелинейных оптич. процессов (см. *Нелинейная оптика*), высокоскоростной фотографии, создания оптич. локаторов с высокой точностью (см. *Лазерная связь и локация*), измерения времен жизни возбужденных состояний молекул и пр.

Метод генерации С. л. и. является дальнейшим развитием метода модулирования добротности резонаторов (см. *Лазер*). Миним. длительности импульса при этом $\sim 10^{-8}$ *сек*, т. к. для формирования импульса требуется один (или более) «проход» света между зеркалами резонатора Фабри—Перо. Такие импульсы наз. «гигантскими», т. к. их мощность может достигать дес. и сотен *Мвт* (рис. 1, *а*).

Однако оказалось, что за счет своеобразного интерференционного эффекта энергия света внутри гигантского импульса может перераспределяться, сосредоточиваясь в С. л. и. (рис. 1, *б*). Известно, что любую периодич. последовательность импульсов можно получить сложением синусоидальных колебаний, частоты и фазы к-рых связаны определенными соотношениями

(т е о р е м а Ф у р ь е). Ширина импульса получается тем меньшей, чем больше ширина полосы частот, занимаемая синусоидами. При генерации С. л. и. роль синусоидальных колебаний играют собственные колебания (м о д ы) резонатора Фабри — Перо (см. *Открытый резонатор*). Разность частот между соседними модами ν_m и ν_{m+1} дается выражением $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$, где c — скорость света, L — расстояние между зеркалами резонатора. Время «прохода» светом расстояния между зеркалами туда и обратно равно: $T = \frac{2L}{c} = \frac{1}{\Delta\nu}$.

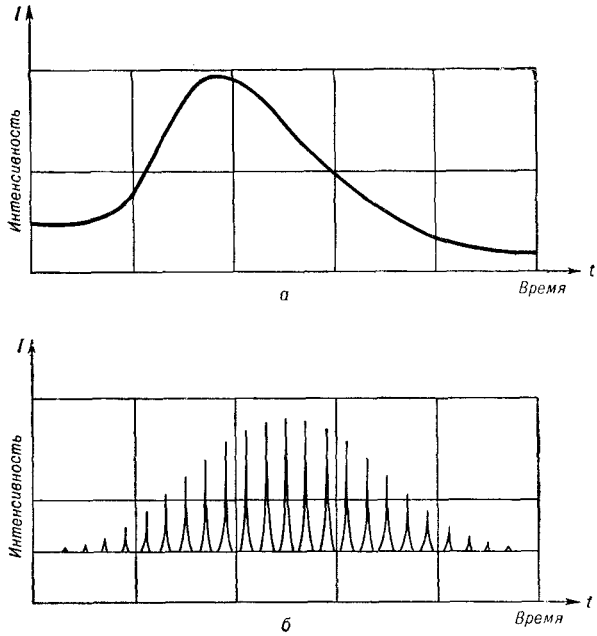


Рис. 1. *а* — Гигантский импульс, излучаемый лазером с модулированной добротностью; *б* — сверхкороткие лазерные импульсы.

Обычно лазер генерирует на одной или неск. модах, для к-рых усиление максимально, хотя др. моды также могли бы генерироваться, поскольку в контур полосы усиления попадает обычно большое количество мод. Для того чтобы получить излучение в виде периодич. последовательности С. л. и., необходимо, чтобы в генерации участвовало большое число мод с нужными фазовыми соотношениями. Этого можно добиться, помещая внутри резонатора вещество, прозрачность к-рого изменяется с определенной частотой f. Если ν_m — частота моды, возбудившейся в резонаторе, то в излучении, кроме частоты ν_m, появляются частоты $(\nu_m - f)$ и $(\nu_m + f)$. Если $f = \Delta\nu$, то это означает, что в излучении, кроме моды ν_m, появились моды ν_{m-1} и ν_{m+1} с нужными фазовыми соотношениями.

Излучение каждой из этих мод, в свою очередь, вызовет появление новых мод до тех пор, пока они не заполнят весь контур полосы усиления лазера. В результате такого процесса лазер генерирует периодич. последовательность С. л. и.

Процесс связывания мод определенными фазовыми соотношениями наз. синхронизацией мод, а сам лазер — лазером с синхронизированными модами. На практике синхронизация мод твердотельных импульсных лазеров осуществляется с помощью нек-рых красителей, способных быстро изменять свою прозрачность под действием излучения лазера. Эти вещества, будучи помещенными внутри резонатора, автоматически вызывают синхронизацию мод и лазер начинает излучать последовательность С. л. и., следующих друг за другом через интервал $\frac{2L}{c}$.

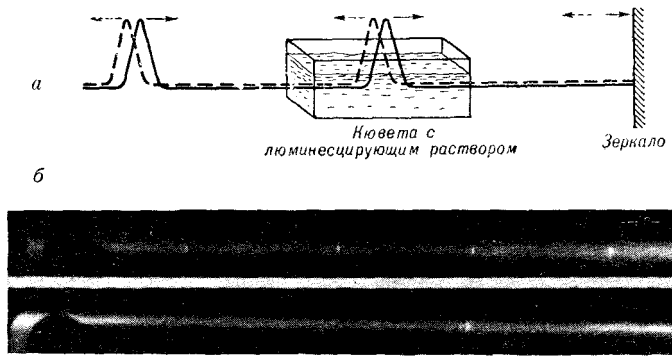


Рис. 2. *а* — измерение длительности сверхкоротких импульсов; *б* — фотографии светящейся полоски, образовавшейся в кювете.

Длительность импульсов тем меньше, чем больше область частот, заполненная модами, т. е. чем шире спектр излучения лазера. Этот спектр не может быть шире спектральной линии *люминесценции* активного вещества лазера. Поэтому самые короткие импульсы получаются при использовании в качестве рабочего вещества стекла с добавкой неодима. *Ширина спектральной линии* в этом случае ~200 Å, а предельная длительность импульса $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ *сек*. За это время свет проходит всего лишь 60 *мкм*!

Длительность С. л. и. столь мала, что ее не удается измерить, применяя даже самые высокоскоростные электронные приборы. Поэтому были предложены остроумные методы измерения длительности, основанные на мгновенном измерении длины импульса $l = c\tau$ в пространстве. Эта длина составляет доли *мм* и может быть довольно просто измерена. Один из способов измерения длины С. л. и. заключается в следующем: импульсы света пропускаются через кювету с раствором люминесцирующего вещества, затем попадают на зеркало и, отразившись, снова проходят через кювету (рис. 2, *а*). Кювета заполнена веществом, способным люминесцировать за счет двухфотонного поглощения света (см. *Многофотонные процессы*). При этом интенсивность люминесцентного свечения

пропорциональна квадрату интенсивности падающего излучения. Поэтому интенсивность люминесценции будет выше в той области, где отраженные импульсы света встречаются с импульсами, бегущими вперед. Действительно, в той области, где встречаются импульсы, интенсивности складываются и, следовательно, яркость свечения больше, т. к. она пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего света. Остается только сфотографировать свечение (рис. 2, *б*). Затем, измерив длину участка с повышенной яркостью и поделив ее на скорость света в растворе, можно определить длительность импульса.

Энергия, заключенная в С. л. и., довольно мала, обычно она составляет неск. тысячных долей *дж*. Но ее можно усилить, пропуская через усиливающую лазерную среду достаточной длины (см. *Оптический квантовый усилитель*). Таким способом можно довести энергию до дес. *дж*, пока не начнется разрушение активной среды под действием излучения импульса. В ряде случаев требуется не периодич. последовательность импульсов, а лишь один импульс. Его можно выделить из последовательности с помощью *Керра ячейки*.

Лит.: «Science», 1968, v. 156, № 3782, p. 1557—68; «Electronics», 1968, v. 41, № 19, p. 112—22. *П. Г. Крюков.*

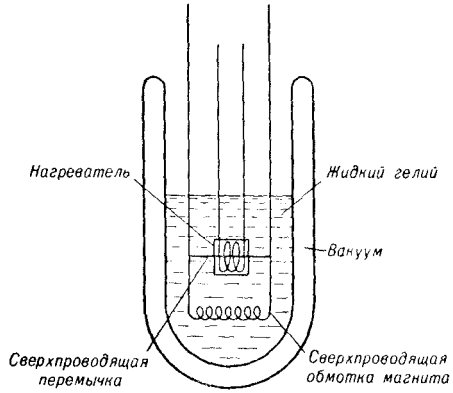
СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (с у п е р л ю м и н е с ц е н ц и я) — люминесценция вещества с *инверсией населенностей*. С. возникает в результате усиления света *люминесценции* активной среды за счет *вынужденного излучения*. Мощность С. сильно зависит от размеров среды l вдоль направления наблюдения. При малых l (значительно меньших обратной величины коэфф. квантового усиления α) она пропорциональна l (см. *Квантовый усилитель*, 3, *Квантовая электроника*, 3). При достаточно больших размерах интенсивность С. зависит от l экспоненциально. Благодаря этому С., как правило, наблюдается вдоль наибольших размеров светящегося тела.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТЫ (э л е к т р о м а г н и т ы с о с в е р х п р о в о д я щ и м и о б м о т к а м и) отличаются от обычных электромагнитов тем, что для их питания не нужно непрерывно расходовать энергию. Электрич. сопротивление с в е р х п р о в о д я щ и х м а т е р и а л о в при очень низких темп-рах равно 0. По замкнутой обмотке С. м. бесконечно долго циркулирует однажды возбужденный электрич. ток и создает строго постоянное по величине магнитное поле. Постоянные магниты из ферромагнитных материалов также создают постоянное магнитное поле без питания, но макс. напряженность такого поля H составляет не более 10 000 *гс* при значительных размерах и весе магнита. В С. м. уже удалось создать постоянные поля до 140 000 *гс* (теоретически же возможно достижение полей в 300 000 *гс*). Получение таких больших магнитных полей в обычных электромагнитах связано с выделением в них огромных мощностей $\sim$ дес. *Мвт*.

Однако сверхпроводящие свойства материалов в сильных магнитных полях и при больших плотностях тока исчезают, что ограничивает достижимую величину поля. Кроме того, в обмотках возникают механич. напряжения, вызываемые взаимодействием тока с создаваемым им магнитным полем, они растут пропорционально H^2, что может привести к разрыву обмоток.

Возбуждение тока в обмотке С. м. производится извне (рис.). Если после установления желаемого тока замкнуть обмотку сверх-

проводящей перемычкой, то ток будет циркулировать и после отключения внешней цепи. Выключение сверхпроводящей перемычки на время изменения тока в обмотках осуществляется нагревателем,



Возбуждение тока в замкнутой сверхпроводящей обмотке электромагнита.

повышающим температуру части перемычки и переводящим ее в обычное несверхпроводящее состояние. *А. В. Францессон.*

СВЕТОВАЯ ИСКРА (л а з е р н а я и с к р а) — явление пробоя (бурной ионизации) газов под действием *лазерного излучения*. В не слишком разреженных газах (при давлениях порядка атмосферного и более высоких) под действием сфокусированного лазерного излучения (*гигантские импульсы*) развивается электронная лавина. Первые «затравочные» электроны появляются в области фокуса вследствие *многофотонного фотоэффекта*, вероятнее всего, на атомах примесей с наиболее низкой энергией ионизации. Электроны, поглощая световые кванты, набирают энергию. Когда энергия электронов становится достаточно большой, они ионизуют или возбуждают атомы. «Размножение» электронов происходит либо в результате ионизации атомов электронным ударом, либо вследствие отрыва электронов от возбужденных атомов под действием лазерного излучения. Если последний процесс идет с достаточной скоростью, что имеет место при высоких интенсивностях света, то возбуждение атомов не тормозит, а даже несколько ускоряет развитие электронной лавины. При не слишком больших интенсивностях света возбуждение является «вредным» процессом и тормозит лавину, т. к. электрон может много раз отдавать свою энергию атомам, снова набирая ее в световом поле, прежде чем ему удастся «проскочить» зону возбуждения, достичь энергии ионизации и произвести размножение. Световой пробой имеет общие черты с явлением в ы с о к о ч а с т о т н о г о п р о б о я. Образовавшаяся в результате пробоя плазма хорошо поглощает лазерный луч и в небольшой массе газа выделяется значительная доля энергии лазерного импульса. При этом развиваются высокие темп-ры до 10^6 град. Явление имеет характер миниатюрного сильного взрыва и сопровождается яркой вспышкой.

СВЕТОВАЯ ЛОКАЦИЯ — обнаружение и определение местоположения различных объектов по отражению от них светового импульса, создаваемого *лазером*. См. *Лазерная связь и локация.*

СВЕТОВАЯ СВЯЗЬ — передача телеграфных и телефонных сообщений и изображений с помощью световых волн *лазеров*. См. *Лазерная связь и локация*.

СВЕТОВОЙ КОНВЕРТОР — лазер с оптич. накачкой, источником к-рой служит второй лазер с другой длиной волны. Пример С. к. — полупроводниковый *лазер* на кристалле GaAs с оптич. накачкой одной из компонент *вынужденного комбинационного рассеяния* света рубинового лазера в жидком азоте. Кпд С. к. достигает 50%. См. *Полупроводниковый лазер*.

СВОБОДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ — генерация лазера при постоянной *добротности* оптического резонатора (см. *Лазер*).

СОЛНЕЧНОЕ ВРЕМЯ — система измерения времени, в к-рой продолжительность суток принята равной промежутку времени между двумя последовательными кульминациями Солнца.

СОРТИРУЮЩАЯ СИСТЕМА — устройство, производящее пространственное разделение (с о р т и р о в к у) молекул или атомов по уровням энергии в результате их взаимодействия с неоднородными электрическим или магнитным полями. Таким устройством является, напр., *квадрупольный конденсатор*. См. также *Квантовые стандарты частоты*, 3.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЛИНИЯ — узкая область частот с одним максимумом интенсивности излучения или поглощения электромагнитных волн. См. *Ширина спектральной линии*.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ — энергия электромагнитного излучения, приходящаяся на 1 $см^3$ и на единичный интервал частоты (1 *гц*).

СПИН — собственный момент количества движения микрочастицы. Многим микрочастицам (напр., электрону, протону) присуще особого рода внутреннее (собственное) движение, не связанное с перемещением частицы в пространстве. Такие частицы иногда сравнивают с волчком, вращающимся вокруг своей оси. По абс. величине С. равен $\frac{h}{2\pi}\sqrt{s(s+1)}$, где h — *Планка постоянная*, а s — положительное число, к-рое может быть только целым или полуцелым. Это число является наряду с зарядом и массой характерным и неизменным для каждого типа элементарных частиц. Так, напр., для электрона (а также протона, нейтрона μ-мезона, нейтрино) $s = {}^1/_2$; для фотона $s = 1$. Само число s также наз. С. Существуют элементарные частицы, не обладающие С., напр. π-мезоны (для них $s = 0$). С. более сложных частиц, напр. атомных ядер, складывается из С. составляющих их элементарных частиц; так, напр., для ядра изотопа Al^{27} $s = \frac{5}{2}$, а для ядра O^{16} $s = 0$.

По законам квантовой механики, проекция момента количества движения микрочастицы на выделенное направление (напр., на направление внешнего электрического или магнитного полей) может принимать лишь определенные значения. Число «разрешенных» ориентаций С. равно $2s + 1$, а проекция С. на выделенное направление может принимать значения:

$$-\frac{h}{2\pi}s;\quad -\frac{h}{2\pi}(s-1);\quad \ldots +\frac{h}{2\pi}(s-1);\quad +\frac{h}{2\pi}s,$$

т. е. $2s + 1$ значений, отличающихся друг от друга на величину $\frac{h}{2\pi}$.

Со С. связано наличие у микрочастиц постоянного спинового магнитного момента, пропорционального их С. Этот магнитный мо-

мент ориентирован либо параллельно С. (напр., у протона), либо антипараллельно ему (напр., у электрона). Проекция спинового магнитного момента микрочастицы на направление H, а следовательно, и потенциальная энергия частицы, находящейся в магнитном поле, также могут принимать $2s + 1$ различных значений (в отсутствие магнитного поля энергия частицы при всех ориентациях спина одинакова). Др. словами, *уровни энергии* частицы, обладающей С., при наложении внешнего магнитного поля расщепляются на $2s + 1$ магнитных подуровней. Т. к. для электрона $s = {}^1/_2$, то для него число магнитных подуровней равно 2.

Сравнение микрочастицы, обладающей С., с макроскопич. телом, вращающимся вокруг своей оси, весьма поверхностно. Строгое обоснование существования С. можно дать лишь в квантовой механике (с учетом теории относительности). *В. А. Ацаркин.*

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между магнитным полем, создаваемым орбитальным движением электрона, и его спиновым магнитным моментом (см. *Спин*, *Квантовый усилитель*).

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — процесс установления теплового равновесия между совокупностью парамагнитных частиц вещества и окружающей их средой. Парамагнитные частицы в веществе окружены др. атомами и молекулами (парамагнитными или диамагнитными) и участвуют вместе с ними в тепловом движении. Каждая парамагнитная частица может как поглотить часть тепловой энергии и перейти на более высокий энергетич. уровень, так и отдать часть своей энергии в виде тепла окружающей среде, перейдя при этом на более низкий уровень (*релаксационные переходы*).В результате устанавливается равновесное распределение парамагнитных частиц по уровням энергии. Т. к. релаксационный переход частицы сверху вниз оказывается более вероятным, чем обратный переход, то в равновесном состоянии наибольшее число парамагнитных частиц обладает наименьшей возможной энергией, несколько меньше населен следующий уровень и т. д., так что на самом верхнем уровне оказывается меньше всего частиц (см. *Больцмана распределение*).

Т. к. минимуму энергии парамагнитной частицы в магнитном поле H соответствует макс. величина проекции ее магнитного момента на направление поля H, то С.-р. р., приводя к накоплению частиц на нижнем энергетич. уровне, тем самым способствует «выстраиванию» магнитных моментов частиц вдоль внешнего магнитного поля (продольная релаксация), т. е. установлению макроскопич. намагниченности вещества, соответствующей данной напряженности магнитного поля (см. *Парамагнитная релаксация*, *Парамагнетизм*).

Если равновесное распределение парамагнитных частиц нарушается (напр., при поглощении ими электромагнитных волн резонансной частоты при *электронном парамагнитном резонансе*), то С.-р. р. восстанавливает равновесие через нек-рое время (время С.-р. р.) после того, как постороннее воздействие на парамагнетик прекращается. Повышение темп-ры парамагнетика усиливает тепловое движение его атомов и сокращает время С.-р. р. Напр., время С.-р.р. в рубине меняется от неск. десятых долей секунды при темп-ре жидкого гелия (4, 2 К) до миллионной доли секунды при комнатной темп-ре.

Происхождение термина «С.-р. р.» станет понятным, если вспомнить, что магнитный момент парамагнитных частиц связан с их *спином*, а средой, тепловое движение к-рой приводит к установлению равновесия, в наиболее важных случаях является твердое тело, атомы к-рого составляют кристаллич. решетку. Т. о., при С.-р. р. происходит обмен энергией между частицами, обладающими спином, и колебаниями кристаллич. решетки. *В. А. Ацаркин.*

СПИН-СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ — процесс установления равновесия внутри системы парамагнитных частиц, обусловленный их взаимодействием друг с другом. Парамагнитные (обладающие постоянным *магнитным моментом*) микрочастицы, помещенные во внешнее магнитное поле H, распределяются по неск. *уровням энергии*, каждому из к-рых соответствует определенная ориентация магнитного момента частицы относительно направления поля $\boldsymbol{H}$ (см. *Парамагнетизм*).

Квантовые переходы между уровнями возможны не только в результате поглощения или излучения частицей порции энергии электромагнитного излучения (см. *Магнитный резонанс*) или же превращения магнитной энергии частиц в теплоту в процессе *спин-решеточной релаксации*, но также и из-за взаимодействия парамагнитных частиц между собой (спин-спиновое взаимодействие). В последнем случае переход одной из частиц с *нижнего* энергетического уровня на верхний обязательно сопровождается одновременным переходом другой частицы «сверху вниз». При этом, в отличие, напр., от спин-решеточной релаксации, общая энергия всей системы парамагнитных частиц сохраняется; происходит лишь обмен энергией между самими парамагнитными частицами.

Каждый акт обмена сопровождается изменением ориентации магнитных моментов обеих взаимодействующих частиц в пространстве; первоначальное расположение микроскопич. магнитных моментов в парамагнетике постепенно изменяется. Отдельные частицы как бы «забывают» свою прежнюю ориентацию, именно в этом смысле и следует понимать *равновесие в системе* парамагнитных частиц. Процесс С.-с. р. во многом напоминает установление теплового равновесия между молекулами газа (см. *Релаксация*), где столкновения молекул также приводят к обмену энергией между ними.

Более глубокое понимание С.-с. р. возможно, если учесть, что магнитные моменты парамагнитных частиц, сохраняя величину своей проекции на направление внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}$, прецессируют вокруг этого направления (частота прецессии ω равна частоте магнитного резонанса в данном парамагнетике). После изменения направления поля $\boldsymbol{H}$ все магнитные моменты частиц одновременно и синхронно, т. е. в одной фазе, начинают прецессировать вокруг нового направления $\boldsymbol{H}$. В результате у суммарного макроскопич. магнитного момента парамагнетика $\boldsymbol{M}$ появляется поперечная компонента, вращающаяся в плоскости, перпендикулярной внешнему полю $\boldsymbol{H}$. Обмен энергией в ходе С.-с. р. нарушает синхронность прецессии: фазы движения магнитных моментов различных частиц оказываются различными и распределенными совершенно хаотично. При этом составляющая $\boldsymbol{M}$, перпендикулярная $\boldsymbol{H}$, исчезает, т. е. С.-с. р. приводит к поперечной *парамагнитной релаксации*.

С.-с. р. влияет на форму линии *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Дело в том, что на каждую частицу в кристалле действует местное (локальное) магнитное поле, создаваемое магнитными моментами ее соседей. С одной стороны, посредством этого поля осуществляется спин-спиновое взаимодействие, ведущее к С.-с. р.; с др. стороны, наличие, кроме сильного внешнего магнитного поля, еще и более слабого локального поля, меняющегося от частицы к частице, ведет к тому, что частота ЭПР, определяемая суммарной магнитной напряженностью в данной точке кристалла, также оказывается несколько различной для разных частиц. В результате вместо

одной резонансной частоты появляется целая полоса частот, на к-рых может происходить поглощение электромагнитных волн, — т. н. линия ЭПР. Линия магнитного резонанса будет тем шире, чем больше локальные поля в парамагнетике, т. е. чем сильнее спин-спиновые взаимодействия и, следовательно, чем короче время С.-с. р. В наиболее распространенном в квантовой электронике парамагнитном кристалле — *рубине* время С.-с. р. $\sim 10^{-8}$ *сек*, т. е. гораздо меньше времени *спин-решеточной релаксации*, а ширина линии ЭПР составляет неск. дес. *Мгц*. *В. А. Ацаркин.*

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — суммарное излучение вещества в результате самопроизвольных (спонтанных) излучательных *квантовых переходов* его частиц (атомов, молекул и др.) на более низкие *уровни энергии*.

СПОНТАННЫЙ ШУМ — случайные изменения электромагнитного поля, вызванные самопроизвольным (спонтанным) излучением. См. *Шумы*.

СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ (вторичный эталон) — прибор, содержащий *репер частоты* и выдающий электрич. сигнал с фиксированной частотой или набором фиксированных частот.

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — волны, возникающие вследствие *интерференции* двух бегущих волн равной частоты, распространяющихся в различных (противоположных) направлениях. С. в. возникают, напр., при отражениях волн от преград и неоднородностей среды в результате наложения отраженной волны на прямую. В С. в. колебания в различных точках пространства имеют одинаковые фазы, но различные амплитуды, изменяющиеся от нуля (узлы) до макс. амплитуды (пучности). Соседние пучности или узлы отстоят друг от друга на расстоянии $\lambda/2$ (λ — длина волны), а соседние узел и пучность — на $\lambda/4$. Если амплитуды интерферирующих волн не равны, то на С. в. накладывается остаточная бегущая волна и минимумы амплитуды С. в. не достигают 0. В отличие от бегущей волны, связанной с переносом энергии, в С. в. энергия не переносится, а лишь переходит из одной формы в другую, напр. из потенциальной в кинетическую и обратно (в механической или акустич. волне), или из электрической в магнитную (в электромагнитной С. в.). В электромагнитной С. в. фазы колебаний сдвинуты на $\pi/2$ (см. *Объемный резонатор*).

Т

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР — лазер, рабочим веществом к-рого является твердое тело (кристалл, стекло) с примесными активными атомами, напр. атомами Cr в корунде, атомами Nd в стекле. См. *Лазер*, 3.

ТЕМПЕРАТУРА ПЕРЕХОДА — условная величина, характеризующая отношение населенностей двух *уровней с энергиями* $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, между к-рыми происходят *квантовые переходы*:

$$T_{12} = \frac{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1}{k \ln (N_1/N_2)} = \frac{h\nu_{12}}{\ln (N_1/N_2)\, k}.$$

Здесь h — *Планка постоянная*, k — *Больцмана постоянная*, ν_{12} — *частота перехода*, N_1 — населенность нижнего уровня, N_2 — верхнего уровня. Если система находится в тепловом равновесии, то Т. п. для всех пар уровней совпадают друг с другом и с истинной темп-рой T вещества (см. *Больцмана распределение*). При нарушении равновесия (напр., под действием внешнего электромагнитного поля резонансной частоты) Т. п. различных переходов могут отличаться друг от друга и от темп-ры вещества. Если для к.-л. перехода имеет место *инверсия населенностей*, т. е. верхний уровень населен больше, чем нижний, то Т. п. становится отрицательной (см. *Отрицательная температура*).

В. В. Григорьянц.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение электромагнитных волн нагретым веществом. Т. и. обусловлено излучением атомов и молекул при самопроизвольных (спонтанных) *квантовых переходах* с более высоких *уровней энергии* на низкие (см. *Спонтанное излучение*). Возбуждение атомов на более высокие уровни происходит в веществе непрерывно, как в результате их теплового движения, так и при поглощении фотонов из окружающего электромагнитного поля. При постоянной темп-ре число возбужденных атомов постоянно; чем выше темп-ра, тем больше это число (см. *Больцмана распределение*). Спектр Т. и. также зависит от темп-ры, с повышением темп-ры он смещается в сторону более высоких частот. Закон распределения энергии в спектре равновесного Т. и. был открыт М. Планком.

ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ — состояние, в к-рое приходит любая физическая система при неизменных внешних условиях. При Т. р. все характеристики системы постоянны (если не учитывать флуктуаций).

ТЕРМОЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ — реакция слияния (синтеза) легких атомных ядер в более тяжелые, происходящая при очень высоких темп-рах ($\sim 10^7$ градусов и выше) и сопровождающаяся выделением огромных количеств энергии.

У

УРОВНИ ЭНЕРГИИ — возможные значения энергии атома, молекулы и др. квантовых систем. Квантовыми наз. системы, состоящие из микрочастиц (электронов, ядер, атомов и т. д.) и подчиняющиеся квантовым законам, характерным для микромира.

Важнейшее свойство квантовой системы, состоящей из связанных микрочастиц (напр., атома, состоящего из ядра и электронов, связанных между собой электрич. силами), заключается в том, что внутренняя энергия системы $\mathscr{E}$ (энергия, не связанная с ее движением как целого) не может быть произвольной. Она может принимать лишь определенные дискретные (прерывные) значения: $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$ ... ($\mathscr{E}_0 < \mathscr{E}_1 < \mathscr{E}_2 < \mathscr{E}_3$ ...). Каждому из этих «дозволенных» значений энергии $\mathscr{E}_i$ соответствует одно или неск. устойчивых состояний движения частиц в системе. Система не может обладать промежуточными значениями энергии, лежащими между $\mathscr{E}_0$ и $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ и т. д. Ее энергия квантована. Любое изменение энергии $\mathscr{E}$ системы связано со скачкообразным переходом системы из одного устойчивого состояния в другое — с одного У. э. на другой (см. *Квантовый переход*).

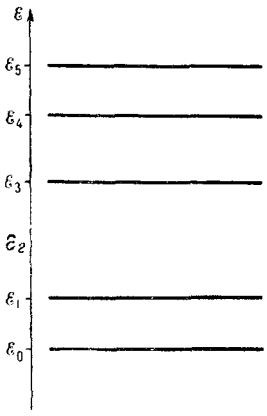


Рис. 1. Дискретные энергетические уровни связанной системы микрочастиц.

Графически У. э. можно изобразить по аналогии с потенциальной энергией тела, поднятого на различные высоты (уровни), в виде схемы (рис. 1), где каждому значению энергии соответствует горизонтальная прямая, проведенная на высоте $\mathscr{E}_i$ ($i = 0, 1, 2, 3, \ldots$). Отсюда термин «У. э.». Самый нижний уровень, соответствующий наименьшей возможной энергии системы, наз. основным, а все остальные У. э. — возбужденными, т. к. для перехода на них с основного уровня необходимо возбудить систему — сообщить ей энергию.

Предположение о существовании У. э. для атома было впервые сделано Н. Бором в 1913 г. (первый постулат Бора) и затем подтверждено экспериментально (как для атома, так и для др. квантовых систем). Оно было обосновано теоретически в квантовой механике, согласно к-рой квантование энергии является следствием волновых свойств микрочастиц. Нельзя считать, что микрочастица, напр. электрон, движется по определенной траектории с определенной скоростью в каждой точке, согласно законам обычной, классич. механики. Эти законы справедливы лишь для частиц большой массы (макрочастиц), а движение микрочастиц в значительной степени аналогично волновому движению и подчиняется законам квантовой механики.

Связанное, т. е. ограниченное в пространстве движение несвободной микрочастицы, взаимодействующей с др. микрочастицами

или находящейся во внешних магнитном или электрическом полях, сходно со стоячей волной. Напр., движение электрона в атоме, взаимодействующего с ядром и др. электронами, правильнее рассматривать не как движение по траектории, а как сложный колебательный процесс. Для *стоячей волны*, образующейся в ограниченном объеме, возможны лишь определенные значения длины волны λ (и частоты колебаний ν). Аналогично для системы, состоящей из связанных микрочастиц (напр., для атома или молекулы), возможны лишь определенные У. э., образующие дискретный энергетический спектр.

Свободное, т. е. не ограниченное в пространстве поступательное движение микрочастицы, напр. движение свободного электрона в вакууме или поступательное движение свободного атома или молекулы в газе, сходно с распространением бегущей волны, для к-рой возможны любые значения длины волны (и частоты колебаний). Энергия такой свободной микрочастицы может принимать любые значения, т. е. не квантуется. Говорят, что свободная частица имеет непрерывный энергетический спектр. Структура энергетич. спектра, т. е число и расположение У. э., различна для разных квантовых систем и определяется характером взаимодействия образующих ее микрочастиц — потенциальной энергией системы.

Свободная частица. Потенциальная энергия U свободной частицы постоянна, во всем пространстве $U_0 = \text{const}$, и движение частицы неограниченно — она может находиться в любой точке пространства и иметь любую скорость $v > 0$. Полная энергия частицы:

$$\mathscr{E} = \frac{1}{2} mv^2 + U_0 = T + U_0, \qquad (1)$$

где $T = \frac{1}{2} mv^2$ — кинетич. энергия частицы (m — масса частицы), может принимать любые значения от U_0 до ∞. Т. о., энергетич. спектр свободной частицы непрерывен, в соответствии с неограниченностью ее движения.

Линейный гармонический осциллятор. Если частица колеблется вдоль прямой ox вокруг положения равновесия $x = 0$ под действием возвращающей («упругой») силы F, пропорциональной отклонению от этого положения: $F(x) = -kx$ (k — упругая постоянная), то ее смещение x от положения равновесия изменяется по закону: $x = x_0 \cos \omega t$. Такая частица с точки зрения классич. механики является гармоническим осциллятором; x_0 — амплитуда, а $\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ — частота его колебаний. Потенциальная энергия осциллятора:

$$U(x) = \frac{1}{2} kx^2 + U_0 \qquad (2)$$

графически изображается потенциальной кривой, имеющей форму параболы (рис. 2). В этом случае движение частицы ограничено: при заданном значении полной энергии $\mathscr{E} = T + U(x) = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2 + U_0$ координата x может изменяться лишь в пределах от $x_1 = -\sqrt{\frac{2(\mathscr{E} - U_0)}{k}}$ до $x_2 = +\sqrt{\frac{2(\mathscr{E} - U_0)}{k}}$. В точках x_1 и x_2

скорость $v = 0$ и полная энергия $\mathscr{E} = \frac{1}{2} kx^2 + U_0$. С увеличением $\mathscr{E}$ область движения $\Delta x = x_2 - x_1$ расширяется, однако движение остается ограниченным при любой конечной энергии $\mathscr{E}$. Ограниченность движения частицы обусловливает ее дискретный энергетич. спектр. Согласно квантовой механике, полная энергия осциллятора:

$$\mathscr{E} = h\nu_0\left(q + \frac{1}{2}\right), \qquad (3)$$

где h — *Планка постоянная*, а $q = 0, 1, 2, 3, \ldots$ наз. колебательным квантовым числом. Разным q соответствуют

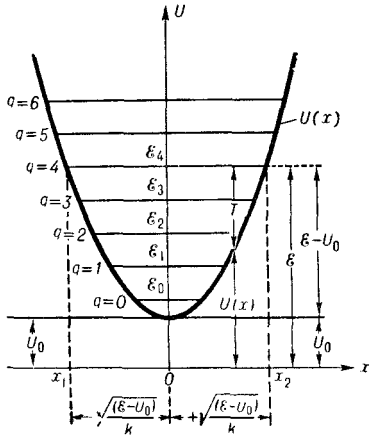


Рис. 2. Потенциальная кривая гармонического осциллятора; U — потенциальная энергия частицы, колеблющейся вдоль ox, U_0 — потенциальная энергия свободной частицы, q — колебательное квантовое число; за пределами классич. области движения $\Delta x = x_2 - x_1$ полная энергия осциллятора $\mathscr{E}_q$ равна его потенциальной энергии $U(x)$.

разные колебательные У. э. осциллятора. Эти У. э. равноотстоят друг от друга (рис. 2). Для соседних У. э. осциллятора разность энергии:

$$\mathscr{E}_{q+1} - \mathscr{E}_q = h\nu_0, \qquad (4)$$

а число У. э. бесконечно. Квантовый осциллятор аналогичен струне, закрепленной в двух точках. Такая струна может совершать колебания, частоты к-рых равны ν_0, $2\nu_0$, $3\nu_0$ и т. д.

Расстояния между соседними У. э. тем меньше, чем шире потенциальная кривая. Существенно, что основной уровень энергии $\mathscr{E}$ ($q = 0$) не совпадает с минимумом потенциальной кривой, а лежит на высоте $\mathscr{E}_0 = \frac{1}{2} h\nu_0$ над этим минимумом. Это специфич. особенность квантовых систем. Др. словами, наименьшая энергия квантового осциллятора, в отличие от классического (напр., струны), не может равняться нулю. Пример гармонич. осциллятора — двухатомная молекула, в к-рой атомы совершают малые колебания друг относительно друга (см. ниже).

Если связанная микрочастица может быть удалена из квантовой системы на бесконечно большое расстояние и стать свободной (U_∞ — ее потенциальная энергия), то такая система имеет дискретный энергетич. спектр для связанного движения, т. е. в области энергии

$\mathscr{E} - U_\infty < 0$ и непрерывный энергетич. спектр для свободного движения с энергией $\mathscr{E} - U_\infty > 0$.

Атом водорода состоит из простейшего ядра — протона с зарядом $+e$ и одного электрона с зарядом $-e$. Потенциальная энергия электрона, притягиваемого ядром, равна:

$$U(r) = -\frac{e^2}{r} + U_\infty, \qquad (5)$$

где r — расстояние электрона от ядра, а U_∞ — потенциальная энергия электрона, удаленного на достаточно большое расстояние от ядра ($r \to \infty$, рис. 3). Если энергия атома меньше U_∞ (связанное движение электрона), то получаются дискретные У. э.:

$$\mathscr{E}_n = -\frac{R}{n^2} + \mathscr{E}_\infty, \qquad (6)$$

где $n = 1, 2, 3, \ldots$ — г л а в н о е к в а н т о в о е ч и с л о, характеризующее среднюю удаленность электрона от ядра (R — постоянная). При достаточно больших n ($n \to \infty$) энергия атома $\mathscr{E}_n$ становится равной потенциальной энергии электрона, бесконечно удаленного от ядра: $\mathscr{E}_\infty = U_\infty$. При $\mathscr{E} > U_\infty$ (свободное движение) получается непрерывный спектр, соответствующий отрыву электрона от ядра (ионизации атома). Энергию $\mathscr{E}_\infty$ наз. г р а н и ц е й и о н и з а ц и и. При $\mathscr{E} \to \mathscr{E}_\infty$ дискретные У. э. сильно сгущаются и у границы ионизации их число становится бесконечно большим. Энергия, необходимая для удаления электрона от ядра «на бесконечность», равна $W = \mathscr{E}_\infty - \mathscr{E}_1 = 13{,}6$ *эв* и представляет собой э н е р г и ю и о н и з а ц и и атома водорода.

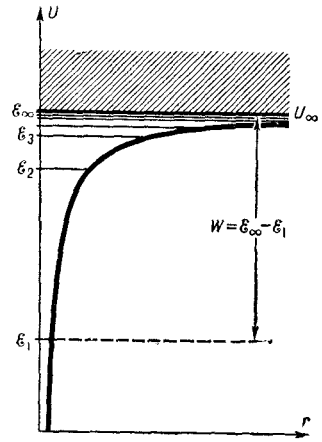


Рис. 3. Потенциальная кривая и уровни энергии атома водорода, r — расстояние электрона до ядра, U_∞ — потенциальная энергия электрона, бесконечно удаленного от ядра.

Вырожденные уровни, квантовые числа. Если одному У. э. соответствуют два (или более) различных устойчивых состояния атома, то уровень наз. в ы р о ж д е н н ы м, а соответствующие ему устойчивые состояния с одинаковой энергией наз. в ы р о ж д е н н ы м и (между собой) с о с т о я н и я м и. Число g различных состояний с одинаковой энергией $\mathscr{E}$ наз. с т е п е н ь ю (или к р а т н о с т ь ю) в ы р о ж д е н и я, или с т а т и с т и ч е с к и м в е с о м. Для атома водорода $g = 2n^2$. Это означает, что каждому значению главного квантового числа n соответствует $2n^2$ различных стационарных состояний движения электрона внутри атома. Вырожденные состояния отличаются значениями трех др. квантовых чисел, характеризующих возможные значения следующих физ. величин: 1) момента количества движения электрона вокруг ядра M_l (о р б и-

тального момента), к-рый при данном n может принимать n различных значений:

$$M_l = \sqrt{(h^2/4\pi^2)\, l\,(l+1)}. \qquad (7)$$

Здесь $l = 0, 1, 2, \ldots, n-1$ наз. орбитальным, или азимутальным, квантовым числом; 2) проекции орбитального момента M_l на нек-рое выделенное направление, напр. на направление электрич. и магнитного полей, к-рая при данном l может принимать $2l+1$ различных значений:

$$M_{lz} = (h/2\pi)\, m_l; \qquad (8)$$

$m_l = l, l-1, \ldots -l$ наз. орбитальным магнитным квантовым числом; 3) проекции собственного момента электрона M_s (*спина*) на то же направление z:

$$M_{sz} = (h/2\pi)\, m_s; \qquad (9)$$

m_s может принимать два значения $+\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$ и наз. спиновым магнитным квантовым числом (рис. 4). Количество квантовых чисел, однозначно характеризующих состояние системы, равно числу ее степеней свободы; в данном случае их 4 (3 степени свободы для движения электрона вокруг ядра и 1 степень свободы для спина электрона, наглядно для «вращения» его вокруг своей оси).

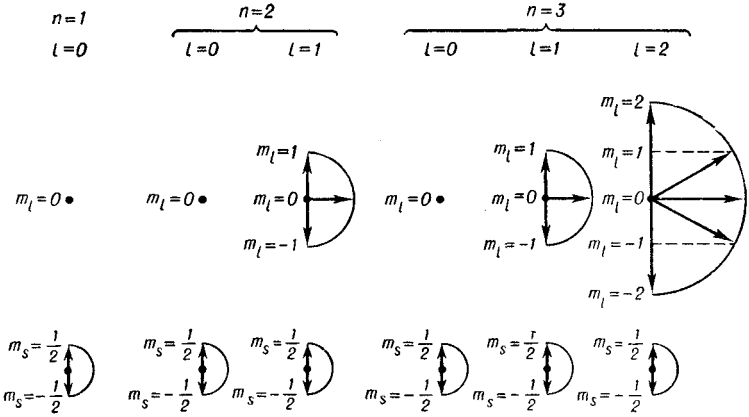


Рис. 4. Возможные значения квантовых чисел l, m_l и m_s для уровней энергии атома водорода с $n = 1, 2, 3$. Стрелки показывают различные ориентации орбитального M_l и спинового M_s моментов количества движения атома.

Различным вырожденным состояниям соответствуют различные формы «электронного облака» в атоме. Каждой форме облака присущи различные характеристики движения. Вырождение У. э., как правило, связано с наличием у системы симметрии. В частности, у атома водорода, благодаря сферич. симметрии внутриатомного электрич. поля, энергия не зависит от ориентации орбиталь-

ного и спинового моментов электрона в пространстве, что приводит к вырождению уровней.

Энергетические спектры многоэлектронных атомов. Энергетич. спектр атома водорода — простейший. Аналогичной схемой У. э. обладают одноэлектронные ионы He^+, Li^{2+}, Be^{3+}, ... , состоящие из ядра с зарядом $+Ze$ ($Z = 2, 3, 4, \ldots$ — порядковый номер элемента) и одного электрона. При этом в ф-ле (6) R нужно заменить на RZ^2.

С увеличением числа электронов схема У. э. атома усложняется. Состояние отдельного электрона в многоэлектронном атоме можно характеризовать, как и в атоме водорода, значениями квантовых чисел n и l, но только уже приближенно. При этом энергия электрона зависит не только от n ($\mathscr{E}$ увеличивается с ростом n), как в атоме водорода, но и от l ($\mathscr{E}$ увеличивается с ростом l при заданном n) (рис. 5). Это связано с тем, что в многоэлектронном атоме электроны движутся в усредненном электрич. поле, создаваемом ядром и остальными электронами. Степень вырождения У. э. при заданных n и l зависит только от l и равна $g_l = 2(2l+1)$ (два значения $m_s = \pm\frac{1}{2}$ и $2l+1$ значений $m_l = l, l-1, \ldots, -l$), т. е. $g_l = 2, 6, 10, 14, \ldots$ при $l = 0, 1, 2, 3 \ldots$ Следовательно, в сложном атоме имеется g_l различных состояний с той же энергией $\mathscr{E}_{nl}$.

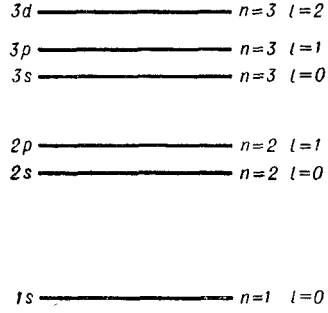


Рис. 5. Уровни энергии электрона в сложном атоме.

Согласно *Паули принципу*, в квантовой системе не может быть двух электронов в одинаковых состояниях. Поэтому максимально возможное число электронов в атоме, имеющих данные значения n и l, равно g_l. Такие (эквивалентные) электроны образуют электронную оболочку, заполняемую полностью g_l электронами. Состояние атома с наименьшей энергией (основное состояние) получается, когда электроны заполняют все нижние У. э., т. е. все «более внутренние» электронные оболочки (размеры оболочек возрастают с увеличением n). Электроны на У. э. с $l = 0, 1, 2, 3$ и т. д. наз. s-, p-, d-, f-электронами. Соответственно и сами У. э. также обозначают $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $3d$ и т. д., где цифра указывает значение n, а буква — l. При последовательном заполнении электронами У. э. атома с порядковым номером Z, начиная с У. э. $1s$, получается нормальная (основная) электронная конфигурация атома. Напр., для He ($Z = 2$) два электрона заполняют уровень $1s$. Эта электронная конфигурация обозначается $1s^2$ (показатель степени указывает число электронов в соответствующей оболочке). Для Ar ($Z = 18$) основная конфигурация: $1s^22s^22p^63s^23p^6$ и т. д.

При переходе одного или неск. электронов на более высокие У. э. получаются возбужденные электронные конфигурации, напр. для He конфигурация $1s2s$ соответствует возбуждению одного из электронов с уровня $1s$ на уровни $2s$, конфигурации $1s3d$ и $2s2p$ соответствуют возбуждению одного электрона $1s$ на У. э. $3d$ и соответственно обоих электронов $1s$ на уровни $2s$ и $2p$ и т. д.

Если пренебречь взаимодействием электронов друг с другом (помимо действия на каждый электрон усредненного поля остальных электронов), то каждой электронной конфигурации соответствует один У. э. атома в целом. Если же учесть это взаимодействие (и также *спин-орбитальное взаимодействие* для каждого электрона), то получается (в общем случае) для каждой электронной конфигурации ряд У. э. и схема У. э. значительно усложняется.

Наиболее важной характеристикой У. э. сложного атома в целом является квантовое число J. Оно определяет величину полного момента количества движения атома M:

$$M^2 = (h^2/4\pi^2)\, J\,(J+1). \qquad (10)$$

J принимает целые значения ($J = 0, 1, 2, 3, \ldots$) при четном числе электронов в атоме и полуцелые $\left(J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \ldots\right)$ — при нечетном. При этом момент количества движения атома является суммой (векторной) орбитальных моментов M_l и спиновых моментов M_s отдельных электронов в неполностью заполненных электронных оболочках. Степень вырождения У. э. с заданным значением J равна $2J+1$. При полном заполнении всех оболочек для единственного получающегося уровня $J = 0$ (что соответствует $M = 0$), и он является невырожденным.

Молекула. Как и атом, молекула является квантовой системой, однако ее энергетич. спектр сложнее. Наряду с движением электронов относительно ядер (электронным движением) в молекуле возможно колебательное движение атомов (точнее атомных ядер) друг относительно друга и вращательное движение молекулы как целого. Полная энергия молекулы $\mathscr{E}$ равна сумме электронной $\mathscr{E}_{эл}$, колебательной $\mathscr{E}_{кол}$ и вращательной $\mathscr{E}_{вр}$ энергий. Приближенно можно считать, что каждая из них квантуется в отдельности:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_{эл} + \mathscr{E}_{кол} + \mathscr{E}_{вр}. \qquad (11)$$

Как правило, $\mathscr{E}_{эл}$ значительно больше $\mathscr{E}_{кол}$, а $\mathscr{E}_{кол}$ значительно больше $\mathscr{E}_{вр}$. Поэтому схема У. э. молекулы представляет совокупность далеко отстоящих друг от друга электронных У. э., более близких колебательных У. э. и еще более близких вращательных У. э. Расстояния между электронными У. э. — 1—2 *эв* (такие же, как для атомов), между колебательными У. э. — десятые и сотые доли *эв*, между вращательными — тысячные и десятитысячные *эв* (см. ст. *Квантовый переход*, рис. 3).

Наиболее проста схема У. э. двухатомной молекулы, состоящей из двух ядер A и B и из быстро движущихся вокруг них электронов. Взаимодействие ядер и электронов для каждого расстояния R между ядрами характеризуется величиной потенциальной энергии $U(R)$ (рис. 6). При $R \to \infty$ оба атома A и B свободны и суммарная энергия $U_\infty = \mathscr{E}_\infty = \mathscr{E}_A + \mathscr{E}_B$, где $\mathscr{E}_A$ и $\mathscr{E}_B$ — энергии атомов. Сближаясь, атомы притягиваются, образуя устойчивую молекулу с минимумом потенциальной энергии U_0 при расстоянии между ядрами $R = R_e$. При дальнейшем сближении ядер ($R \to 0$) потенциальная энергия $U(R)$ возрастает, так как увеличивается отталкивание ядер. Потенциальная энергия взаимодействия двух ядер с зарядами Z_1e и Z_2e равна: $U(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$. Энергия $D = \mathscr{E}_\infty - U_0$

соответствует энергии разрыва молекулы на атомы и называется энергией диссоциации. Вблизи минимума потенциальной энергии $R = R_e$ кривая $U(R)$ приближенно имеет вид параболы.

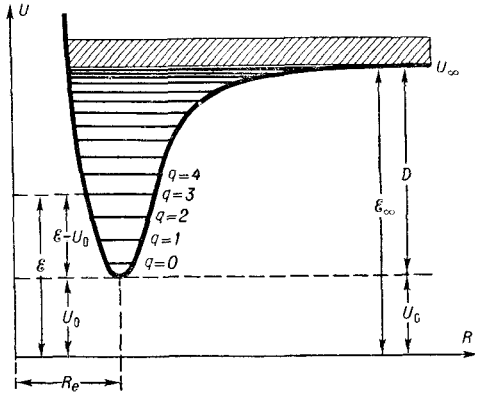


Рис. 6. Потенциальная кривая и уровни энергии двухатомной молекулы; R — расстояние между атомными ядрами, D — энергия диссоциации.

При малых энергиях в молекуле происходят гармонич. колебания ядер относительно положения равновесия $R = R_e$, т. е. молекулу можно рассматривать как линейный гармонич. осциллятор (рис. 2). Такая молекула обладает равноотносящими колебательными У. э., положение к-рых $\mathcal{E}_{\text{кол}} = \mathcal{E}_q$ определяется ф-лой $\mathcal{E}_q = \mathcal{E} - U_0 = h\nu_0\left(q + \frac{1}{2}\right)$. При больших энергиях кривая рис. 6 расширяется быстрее, чем кривая рис. 2, и уровни сближаются, сходясь к границе диссоциации $\mathcal{E}_\infty$. Однако расширение области связанного движения происходит медленнее, чем для атома водорода (рис. 3), и число У. э. оказывается, как правило, конечным. Выше границы диссоциации, как и во всех случаях свободного движения, образуется непрерывный энергетич. спектр. Колебательное движение в двухатомной молекуле соответствует одной степени свободы (одномерное движение).

Вращение двухатомной молекулы происходит вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии молекулы (проходящей через ее ядра). Квантование вращательной энергии дает У. э.:

$$\mathcal{E}_j = \mathcal{E}_{\text{вр}} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) = BJ(J+1), \qquad (12)$$

где $J = 0, 1, 2, 3, \ldots$ — вращательное квантовое число, определяющее возможные значения вращательного момента количества движения M по ф-ле $M^2 = (h^2/4\pi^2)\,J(J+1)$, а B — вращательная постоянная (обратно пропорциональная моменту инерции молекулы I). В отличие от колебательных У. э., расстояния между соседними вращательными У. э., равные $\mathcal{E}_{(J-1)} - \mathcal{E}_J = 2B_J(J+1)$, увеличиваются с увеличением $\mathcal{E}_j = \mathcal{E}_{\text{вр}}$. Вращательное движение двухатомной молекулы характеризуется, помимо квантового числа J, вторым квантовым числом m, определяющим возможные значения проекции вращательного

момента M_z на выделенное направление z по ф-ле: $M_z = (h/2\pi)\, m$, где $m = J,\ J-1,\ \ldots,\ -J$.

Полная энергия двухатомной молекулы дается общей ф-лой (11), причем положение электронного У. э. определяется значением энергии молекулы при $R = R_e$, $\mathscr{E}_{эл} = U(R_e) = U_0$. Каждому электронному У. э. соответствует своя кривая $U(R)$ и свое значение энергии диссоциации D.

Многоатомная молекула. Молекула, *состоящая из N атомов*, имеет $r = 3N - 6$ колебательных степеней свободы, а если она линейная, т. е. если ядра всех атомов расположены на одной прямой, как для молекулы CO_2 (рис. 7, *а*), то $r = 3N - 5$ колебательных степеней свободы. Каждой степени свободы соответствуют колебательные У. э. со своей частотой нормальных колебаний ν_i. Приближенно:

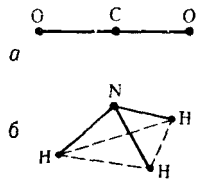


Рис. 7. Конфигурации простейших молекул; *а* — молекулы CO_2; *б* — молекулы NH_3.

$$\mathscr{E}_{кол} = \sum_{i=1}^{r} h\nu_i \left(q_i + \frac{1}{2}\right), \qquad (13)$$

где q_i — колебательные квантовые числа (обычно обозначаемые v_i).

Для трехатомной линейной молекулы CO_2 число степеней свободы $r = 4$, но двум степеням свободы соответствуют одинаковые частоты колебаний (имеется дважды вырожденное колебание), и число различных частот колебаний равно трем. Для четырехатомной *пирамидальной молекулы* аммиака NH_3 (рис. 7, *б*) число степеней свободы $r = 6$ и им соответствуют четыре разных частоты колебаний (имеются 2 невырожденных колебания и 2 дважды вырожденных). Форма нормальных колебаний молекул CO_2 и NH_3 показана на рис. 8. Для молекулы NH_3 колебательные У. э., соответствующие частоте ν_2, расщепляются — имеет место т. н. инверсионное расщепление уровней (см. *Инверсионный переход*).

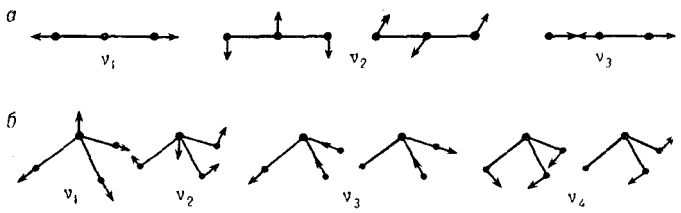


Рис. 8. Типы собственных колебаний простейших молекул, ν — частоты колебаний; *а* — для молекулы CO_2: ν_1 — симметричные, ν_2 — деформационные, ν_3 — антисимметричные; *б* — для молекулы NH_3: ν_1 и ν_2 — симметричные, ν_3 и ν_4 — дважды вырожденные.

Для линейных многоатомных молекул схема вращательных У. э. такая же, как для двухатомных молекул. Для нелинейных многоатомных молекул схема вращательных У. э. усложняется, причем она сложнее всего для менее симметричных молекул и относительно проще для более симметричных молекул. Полная энергия многоатомной молекулы определяется общей ф-лой (11). Для сложных

молекул, состоящих из большого числа атомов, при наличии очень большого числа колебательных и вращательных У. э. эти уровни могут сливаться, образуя в нек-рых интервалах энергии сплошной *энергетич. спектр. Это имеет место, когда расстояния* между соседними У. э. становятся меньше их ширины.

Кристаллы. В кристаллах возможно движение электронов внутри кристаллич. решетки (электронные У. э.) и колебательное движение частиц (атомов, ионов, молекул), образующих решетку (колебательные У. э.). Как и в молекулах, энергия электронного движения ~1—2 *эв* (на 1 электрон) много больше энергии колебательного движения. При движении электронов в кристаллической решетке потенциальная энергия периодически изменяется с расстоянием (рис. 9). Период определяется расстоянием между частицами, образующими решетку. В результате этого число У. э. чрезвычайно велико, они сливаются, образуя непрерывные разрешенные энергетические зоны, между к-рыми имеются области запрещенных значений энергии (запрещенные зоны).

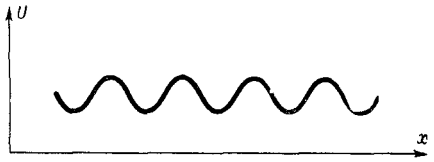


Рис. 9. Потенциальная энергия электрона в кристаллической решетке.

Имеющиеся в кристалле электроны заполняют нижние У. э. Если У. э. первой зоны заполнены электронами частично, до $\mathscr{E} = \mathscr{E}_{макс}$, то вещество является металлом. Если первая зона полностью заполнена, а следующая по высоте не заполнена, то для перехода электрона из первой зоны во вторую необходимо сообщить энергию $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}' - \mathscr{E}''$ и при $\Delta\mathscr{E} \gg kT$ (где kT — тепловая энергия, составляющая при обычных темп-рах ~0,04 *эв*) вещество будет диэлектриком. Если $\Delta\mathscr{E}$ не очень велико по сравнению с kT, то нек-рое число электронов может переходить из заполненной (*валентной*) *зоны в незаполненную зону* (зону проводимости) и вещество будет полупроводником (см. *Полупроводники*, *Полупроводниковый лазер*, *Ферми распределение*).

Ширина уровней. В действительности У. э. являются бесконечно узкими, т. е. соответствующими строго определенным значениям энергии $\mathscr{E}_i$. Каждый У. э. характеризуется определенной шириной, т. е. нек-рым интервалом энергий $\Delta\mathscr{E}_i$. Конечная ширина У. э. приводит к тому, что, когда расстояния между соседними У. э. меньше их ширины, они сливаются, образуя непрерывный энергетич. спектр. Это имеет место для сложных молекул и кристаллов. О др. факторах, определяющих ширину У. э., см. в ст. *Ширина спектральных линий*. Для свободной частицы «естественная» ширина У. э. связана *с временем жизни на уровне* τ_i соотношением $\Delta\mathscr{E}_i \cdot \tau_i \sim h/2\pi$ (см. *Неопределенностей соотношение*).

Влияние внешних полей на положение уровней. Под действием внешних полей (электрических и магнитных) изменяется энергия квантовой системы и ее У. э. могут уширяться, смещаться и расщепляться. Расщепление имеет место для вырожденных У. э. Дополнительная энергия системы во внешнем поле может быть различной для различных вырожденных между собой состояний и тогда У. э. расщепляются. Невырожденные У. э. под действием

электрич. поля только смещаются. Т. к. вырождение связано с симметрией системы и степень вырождения тем больше, чем симметричнее система (см. выше), то при понижении симметрии степень вырождения У. э. уменьшается и они расщепляются. Расщепление У. э. может происходить в электрич. поле (*Штарка эффект*) и в магнитном поле (*Зеемана эффект*) и зависит от напряженности полей. Влияние внешних полей на У. э. весьма важно, оно позволяет изменять положение У. э., т. е. управлять ими.

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, 5 изд., М., 1963; 2) Борн М., Атомная физика, пер. с англ., М., 1965. *М. А. Ельяшевич.*

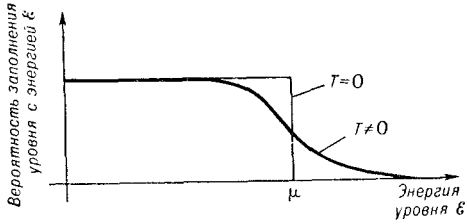
УСИЛИТЕЛЬ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ (в квантовой электронике) — квантовый парамагнитный усилитель диапазона СВЧ, в к-ром парамагнитное вещество взаимодействует с бегущей электромагнитной волной. Для увеличения времени взаимодействия волны с активным веществом применяются *замедляющие структуры*, уменьшающие скорость волны. У. б. в. отличаются высокой стабильностью и широкой *полосой пропускания*. См. *Квантовый усилитель*, 3.

Ф

ФАКЕЛ (в квантовой электронике) — расширяющееся облако газообразного вещества, образующееся при взаимодействии излучения импульсных *лазеров* с мишенью. При достаточно высоких плотностях потоков излучения испарившееся вещество сильно ионизовано. Ф. обычно содержит жидкие капли. Подробнее см. *Лазерное излучение.*

ФАРАДЕЯ ЭФФЕКТ — вращение плоскости поляризации электромагнитных волн, вызванное действием внешнего магнитного поля на вещество. См. *Ферриты.*

ФЕРМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ характеризует заселенность электронами различных *уровней энергии* квантовой системы (атома, молекулы, твердого тела), т. е. относительное число электронов в данной системе, обладающих теми или иными значениями энергии. Электроны подчиняются *Паули принципу*: в одном и том же состоянии не может находиться более одного электрона. Одной и той же энергии электрона может отвечать более чем одно состояние. В этом случае энергетич. уровень наз. вырожденным, а число соответствующих ему состояний g — степенью вырождения или статистич. весом (см. *Уровни энергии*). В частности, на одном энергетич. уровне могут находиться два электрона, обладающие противоположно направленными *спинами* (вырождение по спину $g = 2$). Если система, напр. атом, имеет только один электрон, то при темп-ре $T = 0$ К электрон займет состояние с наименьшей энергией. Т. к. в каждом состоянии не может находиться более одного электрона, то увеличение числа электронов в системе приводит к последовательному заполнению ими все более высоких энергетич. уровней. Т. о., при $T = 0$ К в каждом состоянии с энергией $\mathscr{E}$, меньшей, чем энергия верхнего заполненного уровня, находится один электрон, а все состояния с бо́льшими энергиями пусты. Поэтому Ф. р. при $T = 0$ имеет вид ступеньки (рис.). Энергия последнего заполненного уровня наз. уровнем Ферми μ для $T=0$ К. Чем больше число электронов N в системе, тем выше расположен уровень Ферми.



Распределение Ферми при $T = 0$ и $T > 0$.

При темп-ре, отличной от 0, картина усложняется. Электроны с энергией, меньшей μ, из-за теплового движения перебрасываются в состояния с энергией, большей μ. Поэтому вероятность пребывания электрона в состоянии с энергией $\mathscr{E} > \mu$ становится отличной от нуля, а вероятность его нахождения в состоянии с энергией $\mathscr{E} < \mu$ меньше 1 (ступенька сглаживается, см. рис.).

Вероятность заполнения состояния с энергией $\mathscr{E}$ при любой темп-ре T задается Ф. р.:

$$f(\mathscr{E}) = \frac{1}{e^{\frac{\mathscr{E}-\mu}{kT}}+1},$$

где k — Больцмана постоянная. Для $T \to 0$ К $f(\mathscr{E}) \to 1$ при $\mathscr{E} < \mu$ и $f(\mathscr{E}) \to 0$ при $\mathscr{E} > \mu$, т. е. состояния с энергией $\mathscr{E} \leqslant \mu$ оказываются заполненными, а уровни с $\mathscr{E} > \mu$ — пустыми. При $\mathscr{E} = \mu$, $f(\mathscr{E}) = \frac{1}{2}$; это означает, что при отличной от абс. нуля темп-ре уровень Ферми имеет смысл энергии уровня, вероятность заполнения к-рого электронами равна $^1/_2$.

Значение μ зависит от числа электронов в системе N и от темп-ры T. Чтобы получить среднее число электронов на данном уровне энергии $n(\mathscr{E})$, нужно вероятность заполнения состояния $f(\mathscr{E})$ умножить на степени вырождения g: $n(\mathscr{E}) = f(\mathscr{E})\, g(\mathscr{E})$. Очевидно, что сумма n по всем уровням равняется полному числу N электронов в системе. Это используют для определения зависимости μ от T и N.

В идеальных кристаллах (без дефектов решетки) уровни энергии электронов сгруппированы в разрешенные полосы (зоны), разделенные участками энергий, к-рым не отвечает ни одно состояние электронов (з а п р е щ е н н ы е з о н ы). В металлах существует такая полоса разрешенных энергий, к-рая заполнена только частично, и μ попадает в разрешенную полосу. В достаточно чистых *полупроводниках* и диэлектриках при $T = 0$ К все разрешенные полосы либо полностью заполнены, либо пусты и μ попадает в середину запрещенной зоны между заполненной в а л е н т н о й з о н о й и незаполненной з о н о й п р о в о д и м о с т и.

Р. А. Сурис, Р. Ф. Казаринов.

ФЕРМИ УРОВЕНЬ — см. *Ферми распределение.*

ФЕРРИТЫ — хим. соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами двухвалентных металлов (обычно Ni, Co, Mn, Mg, Cu), сочетающие ферромагнитные свойства с полупроводниковыми (см. *Полупроводники*). Из-за высокого удельного сопротивления (10^6—10^8 *ом · см*) Ф. практически прозрачны для электромагнитных волн *сверхвысокой частоты* (СВЧ). Это позволяет использовать их для создания различных устройств СВЧ. Поглощение и отражение для них мало, в то время как хорошо проводящие металлы практически полностью отражают электромагнитные волны из-за скин-эффекта.

Ф е р р о м а г н е т и з м, так же как и *парамагнетизм*, обусловлен *магнитными моментами* атомных электронов (см. также *Спин*). Однако ферромагнетик, напр. Fe, отличается от парамагнетика характером взаимодействия между магнитными моментами соседних атомов. В парамагнетике это взаимодействие слабое и при отсутствии внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ магнитные моменты атомов $\boldsymbol{m}$ ориентируются в пространстве хаотически. В ферромагнетизме это взаимодействие очень сильное. Даже в отсутствие внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ при достаточно низкой темп-ре это взаимодействие «выстраивает» магнитные моменты атомов в малых областях вещества вдоль к.-л. выделенного направления. Эти области ферромагнитного вещества наз. д о м е н а м и. Они обладают самопроизвольной намагниченностью и, следовательно, собственными магнитными моментами. В постоянном магнитном поле все домены ориенти-

руются преимущественно по направлению внешнего поля H_0, образуя суммарный момент M.

Если изменить направление поля H_0, то магнитный момент M начнет процессировать вокруг нового направления поля (рис. 1) с частотой ω_0, равной:

$$\omega_0 = |\gamma| H_0$$

где $\gamma = e/mc$ (e — заряд, m — масса электрона, c — скорость света). Существенно, что прецессия магнитного момента всегда происходит по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления поля H_0, т. е. она всегда правополяризована (см. *Электронный парамагнитный резонанс*).

Возникшая прецессия в результате взаимодействия электронов друг с другом и с кристаллич. решеткой постепенно уменьшается и через нек-рое время магнитный момент M установится точно вдоль нового направления H_0 (рис. 1) (см. *Парамагнитная релаксация*, *Спин-спиновая релаксация*, *Спин-решеточная релаксация*).

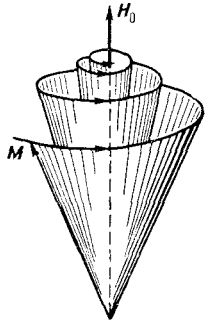


Рис. 1.

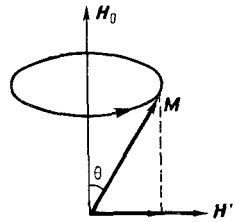


Рис. 2.

Рис. 1. Прецессия макроскопического магнитного момента M феррита при изменении направления постоянного магнитного поля H_0. Под влиянием процессов релаксации угол прецессии θ уменьшается.

Рис. 2. Прецессия магнитного момента M под воздействием постоянного H_0 и переменного H' магнитных полей.

Пусть на Ф., находящиеся в постоянном магнитном поле H_0, падает электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль поля H_0 (рис. 2). Переменное магнитное поле этой волны H' будет периодически отклонять магнитный момент M от направления постоянного магнитного поля H_0. Если переменное магнитное поле имеет круговую *поляризацию*, причем H' вращается по часовой стрелке вокруг H_0 (п р а в о п о л я р и з о в а н н а я в о л н а), то поле H' может поддерживать прецессию. Если же имеет место левая поляризация (H' вращается против часовой стрелки), то волна препятствует прецессии. Вследствие этого величины магнитной индукции B и магнитной проницаемости μ для лево- и правополяризованных волн (μ_- и μ_+) различны и зависят от частоты прецессии ω_0, а следовательно, от поля H_0 (рис. 3). Магнитная проницаемость для левополяризованной волны μ_- в поле H_0 больше, чем для правополяризованной μ_+. Особенно эффективно взаимодействие момента M и поля H' происходит при совпадении частоты волны ω и частоты ω_0. При этом значительная часть энергии правополяризованной волны тратится на возбуждение интенсивной прецессии

магнитного момента. Это приводит к избирательному поглощению правополяризованной волны при $\omega = \omega_0$ (ферромагнитный резонанс, рис. 3). Естественно, что магнитная проницаемость Ф. для правополяризованной волны вблизи ферромагнитного резонанса очень велика (рис. 4). Если имеет место левая поляризация H' (H' вращается против часовой стрелки), то волна не взаимодействует с магнитным моментом. Поэтому магнитная проницаемость для левополяризованной волны мало отличается от 1 (рис. 4).

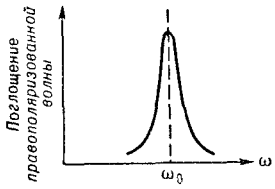


Рис. 3.

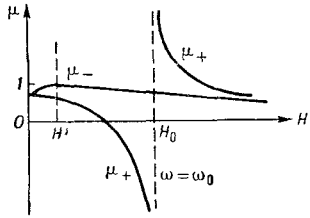


Рис. 4.

Рис. 3. Избирательное поглощение энергии электромагнитной волны резонансной частоты ω_0 в феррите, помещенном в магнитном поле (ферромагнитный резонанс).

Рис. 4. Зависимость магнитной проницаемости феррита μ от постоянного магнитного поля для волн различной круговой поляризации; μ_- — магнитная проницаемость для правополяризованной волны; μ_+ — магнитная проницаемость для левополяризованной волны.

Если на Ф. падает линейно поляризованная волна, распространяющаяся вдоль поля $\boldsymbol{H}_0$, то она может быть разложена на две волны с круговой поляризацией — правой и левой, к-рые, складываясь на выходе из Ф., снова создают линейнополяризованную волну. Т. к. $\mu_+ \neq \mu_-$, то коэфф. преломления Ф. $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ для этих волн и скорости $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ их распространения в Ф. различны. В результате у линейно поляризованной волны, выходящей из Ф., плоскость поляризации будет повернута по часовой стрелке на угол ϑ, зависящий от величины μ и ε, а также от длины ферритового стержня. Этот эффект вращения плоскости поляризации наз. эффектом Фарадея.

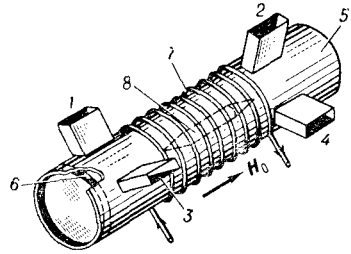


Рис. 5. Невзаимное волноводное устройство, использующее эффект Фарадея в ферритах; *1—5* — отрезки волноводов, *6* — поршень.

Эффект Фарадея и явление ферромагнитного резонанса в Ф. используются в технике сверхвысоких частот (СВЧ) для создания устройств, передающих энергию электромагнитной волны в заданном направлении. Такие устройства наз. невзаимными. На рис. 5 показано невзаимное устройство, основанное на эффекте Фарадея. Оно состоит из четырех прямоугольных *волноводов 1—4*, повернутых друг относительно друга на 45°, круглого волновода *5*, двух согласую-

щих поршней *6*, полностью передающих энергию волны из прямоугольных волноводов в круглый и обратно, катушки электромагнита *7*, создающего магнитное поле H_0, ферритового стержня *8* (пунктир), длина к-рого подобрана так, чтобы плоскость поляризации волны поворачивалась на угол $\vartheta = 45°$ при однократном прохождении волны через ферритовый стержень. Волна, поступающая в прямоугольный волновод *1*, целиком передается в круглый волновод и проходит через ферритовый стержень, поворачивающий ее плоскость поляризации на угол 45°. Волна может выйти из круглого волновода лишь в прямоугольный волновод *2*, повернутый на 45° относительно волновода *1*. Попав в волновод *2*, волна снова целиком передается в волновод *5*, проходит через стержень, поворачивая плоскость поляризации еще раз на 45°, может выйти лишь в волновод *3*, повернутый на 45° относительно волновода *2* и на 90° относительно волновода *1*. Если в волноводе *3* стоит поглотитель, то система будет передавать волну только в направлении от *1* к *2* и не будет передавать ее обратно, т. е. устройство будет работать как вентиль СВЧ (рис. 6, *а*). Это же устройство может служить фазовращателем СВЧ, поворачивающим плоскость поляризации (фазу) проходящей через него волны на любой угол (рис. 6, *б*).

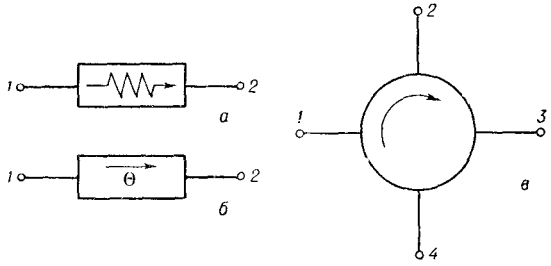


Рис. 6. Обозначения невзаимных ферритовых устройств: *а* — вентиль, *б* — фазовращатель, *в* — циркулятор.

Если же в волноводе *3* нет поглотителя, то волна, поступающая в него, выйдет из волновода *4*. Волна, поступающая в волновод *4*, передается в круглый волновод, к-рый поворачивает ее плоскость поляризации еще раз на 45° и доходит до стенки круглого волновода, наклоненной под углом 180°к волноводу *1*. Т. к. там нет канала для вывода энергии, то она полностью отразится от металлич. стенки волновода и подойдет к противоположной стенке круглого волновода, где расположены волноводы *2* и *4*, на участке, повернутом относительно волновода *1* на 225°, снова отразится обратно и придет с поворотом плоскости поляризации на 270° относительно волновода *1* и т. д., пока в результате двух отражений плоскость поляризации не повернется на 360° и волна не выйдет из волновода *1*. Т. о., система передает энергию в направлении каналов *1*, *2*, *3*, *4*, *1*. Такое устройство наз. четырехплечным ц и р к у л я т о р о м (рис. 6, *в*). Это же устройство может служить переключателем СВЧ. Для этого достаточно изменить направление тока в катушке (но не его величину), что вызовет изменение направления постоянного магнитного поля H_0 и, следовательно, направления враще-

ния плоскости поляризации. При однократном переключении плоскость повернется на 45° (рис. 5) и волна, поступившая через волновод *2*, повернув свою плоскость поляризации на 45°, выйдет из волновода *3*. При вторичном переключении плоскость повернется на 45° и волна выйдет из волновода *1*.

Наконец, с помощью рассматриваемой системы можно периодически менять долю энергии волны, передаваемой, напр., из волновода *1* в *2*, т. е. осуществить модуляцию мощности СВЧ. Для этого достаточно периодически менять в катушке *7* не только направление, но и величину тока.

Лит.: 1) Киренский Л. В., Ферромагнетизм и его применение, М., 1957; 2) Рабкин Л. И., Ферриты, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 5, М., 1966, с. 302; 3) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960; 4) Микаэлян А. Л., Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, М. — Л., 1963. *В. И. Зубков.*

ФОНОН — квант (наименьшая порция) энергии колебаний кристаллич. решетки. Колебания распространяются по кристаллу в виде упругих волн. Каждой волне в квантовой механике ставится в соответствие совокупность квазичастиц («почти частиц»), наз. Ф. Энергия Ф. равна $h\nu$, где h — *Планка постоянная*, ν — частота колебаний решетки. Понятие Ф. применяется и к некристаллич. средам.

ФОТОН — квант (наименьшая порция) электромагнитного излучения данной частоты. Излучение, как и др. виды материи, обладает двойственной природой. С одной стороны, монохроматическое излучение представляет собой электромагнитную волну определенной частоты ν (соответственно, длины волны $\lambda = c/\nu$, c — скорость света в вакууме) и *поляризации*. С др. стороны, излучение проявляет себя как совокупность частиц (корпускул) с массой покоя, равной нулю, с определенной энергией $\mathcal{E}$ импульсом (количеством движения) p и моментом импульса (*спином*). Эти частицы и наз. Ф. Между волновыми и корпускулярными характеристиками Ф. имеется строгое соответствие: энергия Ф. $\mathcal{E} = h\nu$ (h — *Планка постоянная*), его импульс равен $p = \mathcal{E}/c$ и направлен в сторону распространения волны, поляризация Ф. совпадает с поляризацией волны, скорость Ф. равна c, *спин* Ф. равен 1 (в единицах $\hbar = \frac{h}{2\pi}$).

Энергия Ф. для видимого света ~ 1—2 *эв*, импульс же Ф. очень мал по сравнению со средним значением величины импульса электронов. Этот факт следует учитывать при рассмотрении взаимодействия Ф. с электронами. См. *Полупроводниковый лазер*, *Полупроводники*.

ФОТОЭФФЕКТ — отрыв электронов от атомов под действием электромагнитного излучения.

***F*-ЦЕНТРЫ** (центры окраски, от нем. Farbe — краска) — дефекты кристаллич. решетки, образующиеся в ионных кристаллах из-за отсутствия в ее узлах отрицательных ионов, нарушения регулярного распределения электрич. зарядов в узлах решетки. Напр., при удалении отрицательного иона Cl^- из узла решетки NaCl этот узел ведет себя в электрич. отношении как положительный заряд. Электроны могут локализоваться вблизи подобного заряда, образуя квазиатомные *уровни энергии*. *Квантовые переходы* между ними обусловливают поглощение света, что приводит к окрашиванию всего кристалла. Напр., если кристалл NaCl нагревать в парах Na, то возникают *F*-ц и кристалл окрашивается в желтый цвет.

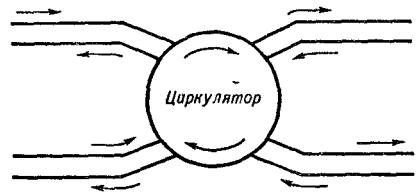
Х, Ц, Ч

ХИМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР — *газовый лазер*, в к-ром основным процессом, приводящим к *инверсии населенностей* в рабочем веществе и к генерации света, является хим. реакция, в результате к-рой образуются атомы, молекулы или хим. радикалы в возбужденном состоянии. Возможно создание Х. л. с помощью фотодиссоциация молекул (диссоциация под действием света), диссоциации молекул в электрич. разряде, реакций в молекулярных и атомных пучках и с помощью взрывных химич. реакций. Пока созданы только Х. л. первых двух типов. Наиболее известный Х. л. — на фотодиссоциации молекул CF_3I. В результате фотодиссоциации образуются свободные атомы F, находящиеся в возбужденном состоянии. Инверсия населенностей между двумя уровнями этих атомов обеспечивает возможность генерации света. Максимальная энергия в одном импульсе света в таком химическом лазере достигает 100 *дж*, а мощность — неск. сот *квт*. См. рис. на вклейке в конце книги.

В. А. Данилычев.

ХОЛОСТОЙ ПЕРЕХОД — безызлучательный *квантовый переход* в трехуровневом *квантовом усилителе* или генераторе.

ЦИРКУЛЯТОР — устройство, пропускающее электромагнитные волны сверхвысокой частоты (СВЧ) между двумя соседними каналами (плечами) в строго заданном направлении, напр. только по часовой стрелке (рис.). Число плеч у Ц. может быть любым, однако обычно применяются четырехплечные и трехплечные Ц., основанные на эффекте Фарадея в ферритах (см. *Ферриты*).



ЦУГ — часть волны, ограниченная скачкообразным изменением фазы. Длина Ц. зависит от *когерентности* излучения источника.

ЧАСТОТА ПЕРЕХОДА — частота ν, определяемая разностью энергии между двумя *уровнями энергии* $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, между к-рыми совершается *квантовый переход:*

$$\nu = \frac{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1}{h},$$

где h — *Планка постоянная.*

Ш

ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ. Атомы и молекулы, переходя из возбужденного состояния в основное, могут излучать электромагнитные волны (см. *Квантовый переход*). Частота этих волн равна разности энергии $\Delta\mathscr{E}$ возбужденного и основного состояний, деленной на *Планка постоянную* $\nu = \Delta\mathscr{E}/h$. Т. о., в идеальном случае бесконечно «тонких» *уровней энергии* возбужденные атомы или молекулы должны были бы излучать строго монохроматич. волны одной частоты. Однако экспериментальные данные показывают, что во всех случаях частицы излучают вместо одной частоты целый спектр частот, образующий спектральную линию определенной ширины и формы (рис. 1). Ш. с. л. и ее форма зависят как от строения атомов и молекул, так и от различных внешних воздействий на эти частицы.

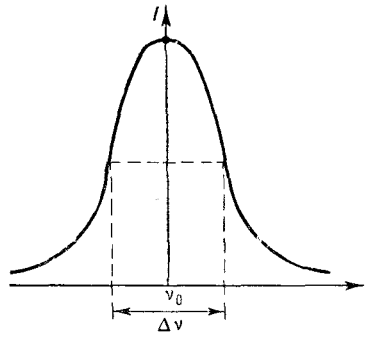


Рис. 1. Форма спектральной линии излучения или поглощения; I — *интенсивность излучения и поглощения*, $\Delta\nu$ — ширина линии, ν_0 — резонансная частота.

Естественная ширина. Даже в том идеальном случае, когда на частицу не действуют никакие внешние силы, спектральная линия имеет конечную, т. н. естественную ширину, неустранимую никакими способами. Это уширение вытекает из того, что сами уровни не являются бесконечно «узкими». Их ширина обусловлена соотношением неопределенностей Гейзенберга:

$$\Delta\mathscr{E}_e\tau \sim h,$$

где $\Delta\mathscr{E}_e$ — неопределенность энергии уровня $\mathscr{E}$, τ — *время жизни* частицы на этом уровне, h — *Планка постоянная* (см. *Неопределенностей соотношение*). Неопределенность или «размытие» уровня, а соответственно, и естественная ширина линии обратно пропорциональны времени жизни частицы в начальном состоянии. И только если это время τ бесконечно велико, естественная Ш. с. л. уменьшается до нуля. Однако в действительности время жизни свободной частицы на уровне всегда конечно. Это и приводит к определенной естественной Ш. с. л. Напр., для газообразного аммиака NH_3 спектральная линия перехода с частотой 24 870 *Мгц* ($\lambda = 12{,}5$ *мм*) имеет естественную ширину $\sim 10^{-3}$ *гц*. Т. к. τ резко уменьшается при увеличении частоты перехода ν (см. *Квантовый переход*), то наибольший вклад в полную ширину спектральной линии этот эффект дает в оптич. диапазоне.

Уширение линии из-за столкновений. Если излучающее вещество находится в газообразном состоянии, то отдельные частицы в процессе теплового хаотич. движения непрерывно сталкиваются между собой и со стенками сосуда. Т. к. при столкновениях энергетич.

состояние частицы может изменяться, то это эквивалентно сокращению времени жизни частицы на данном уровне, что в соответствии с соотношением неопределенностей приводит к уширению спектральной линии за счет столкновений.

При больших давлениях газа, когда число частиц в 1 $см^3$ велико, Ш. с. л. определяют, гл. обр. столкновениями частиц между собой. При этом Ш. с. л. обратно пропорциональна среднему времени Δt между двумя последовательными соударениями частиц друг с другом (в р е м е н и с в о б о д н о г о п р о б е г а): $\Delta\nu = 1/\pi\Delta t$, т. е. прямо пропорциональна давлению p газа. Напр., в NH_3 при давлении $p \sim 0{,}3$ *мм рт. ст.* уширение линии из-за столкновений $\Delta\nu_c \sim 10$ *Мгц*. При постепенном понижении давления частицы сталкиваются между собой реже и основную роль начинают играть соударения частиц со стенками сосуда. Напр., влияние стенок для NH_3, помещенного в отрезок *волновода* сечением $1{,}4\times2{,}5$ *см*, приводит к уширению $\Delta\nu_c$ до 30 *кгц*.

Наиболее эффективный метод борьбы с уширением линии из-за столкновений — использование остронаправленных *молекулярных и атомных пучков*. Др. методом, применимым для магнитных переходов, является введение в рабочий объем спец. буферных газов, напр. криптона Kr, аргона Ar, ксенона Xe. Атомы инертных газов обладают полностью заполненными электронными оболочками и поэтому практически не имеют собственных магнитных моментов. В результате, соударения с такими атомами оказываются упругими и не приводят к заметному укорочению времени жизни на уровне для рабочих атомов. Влияние столкновений со стенками может быть нейтрализовано в ряде случаев покрытием стенок пленками из спец. парафинов или тефлона, соударения с к-рыми также носят упругий характер (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Доплеровское уширение. Частота излучения атомов или молекул газа, воспринимаемая приемником, зависит от величины и направления скорости их движения относительно приемника (см. *Доплера эффект*). Хаотичность теплового движения (со всевозможными по направлению и величине скоростями частиц) приводит к тому, что вместо одной частоты, характерной в идеальном случае для неподвижных частиц, приемник воспринимает широкий спектр частот. Ширина этого спектра пропорциональна наиболее вероятной скорости частиц в газе, а также частоте перехода. Поэтому роль эффекта Доплера особенно велика в оптич. диапазоне волн, где его вклад в полную Ш. с. л. газообразных веществ значительно больше вклада от соударений при малых давлениях (см. *Газовый лазер*). В радиодиапазоне, напр. для линии NH_3, при комнатной темп-ре доплеровское уширение составляет $\Delta\nu_D \sim 70$ *кгц*. Основной метод борьбы с доплеровским уширением — применение атомных и молекулярных пучков, пролетающих через спец. резонаторы, или же в направлении, перпендикулярном направлению приема излучения. Это уменьшает вклад эффекта Доплера в Ш. с. л. до $\Delta\nu_D \sim 2$—3 *кгц* (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Влияние электрических и магнитных полей. Воздействие постоянных электрич. и магнитных полей на уровни энергии атомов и молекул может приводить к сдвигу этих уровней и к их расщеплению на неск. подуровней (см. *Штарка эффект*, *Зеемана эффект*). Если величина расщепления меньше ширины каждого подуровня,

то рядом лежащие подуровни частично перекрываются (неполное расщепление). Соответственно сливаются и спектральные линии, возникающие при переходах атомов или молекул между подуровнями верхнего и нижнего энергетич. состояний. Т. о., суммарная Ш. с. л. при наличии поля будет больше исходной Ш. с. л. данного перехода в отсутствие электрического или магнитного полей.

С другой стороны, если величина поля в разных точках исследуемого вещества различна, то сдвиги энергетич. уровней частиц в этих точках будут также несколько различаться. Соответственно этому вместо одной спектральной линии появится набор спектральных линий, слегка сдвинутых относительно линии, наблюдаемой в отсутствии полей. Перекрываясь, они образуют спектральную линию с большей шириной. Если внешнее поле постоянно в пределах образца, то этот вид уширения исчезает. Однако уширение за счет неполного расщепления уровней остается.

Уширение спектральной линии за счет насыщения. При воздействии на частицы электромагнитных волн, частота к-рых равна частоте квантового перехода, наблюдается резонансное поглощение волн, если населенность нижнего уровня перехода больше, чем населенность верхнего уровня, и *вынужденное излучение*, если верхний уровень населен больше, чем нижний. Рассмотрим (для определенности) процесс поглощения. Он будет сопровождаться обеднением нижнего уровня, т. к., поглощая энергию, частицы переходят на более высокие уровни. При увеличении амплитуды волны скорость поглощения энергии постепенно снижается, т. к. частиц на нижнем уровне становится все меньше.

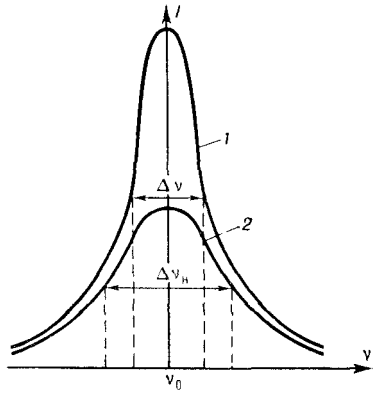


Рис. 2. Форма спектральных линий поглощения: *1* — при малых амплитудах падающей волны, *2* — при больших амплитудах.

Т. к. в центре спектральной линии вероятность поглощения больше, то бо́льшим будет на этих частотах и обеднение нижнего уровня. Поэтому при увеличении амплитуды волны линия будет насыщаться в центре быстрее, чем на краях, т. е. ее вершина будет становиться более плоской (рис. 2). Это означает, что увеличение амплитуды волны приводит также к дополнительному уширению спектральной линии (см. *Насыщения эффект*). Аналогично уширяются из-за эффекта насыщения спектральной линии испускания.

Уширение спектральной линии в кристаллах за счет колебаний кристаллической решетки. Для построения *квантовых генераторов* и *квантовых усилителей* широко используются различные кристаллы, в решетку к-рых вводятся активные ионы. К ним, в частности, относится *рубин* — кристалл окиси алюминия, в к-ром часть ионов Al заменена ионами хрома Cr^{+++}. Ион Cr, являющийся рабочим ионом, находится под воздействием сильных электрич

полей соседних с ним ионов Al и O. Поэтому возможно уширение спектральной линии иона Cr^{+++} под действием постоянного внутрикристаллического электрич. поля.

Однако внутрикристаллич. поле $E_{кр}$ не является постоянным из-за тепловых колебаний ионов, образующих кристаллич. решетку. Эти колебания вызывают изменения внутрикристаллич. поля вокруг нек-рого постоянного его значения. Но т. к. положение спектральной линии рабочего иона зависит от величины этого поля, то колебания кристаллич. решетки приводят также к быстрому периодич. смещению спектральной линии, что эквивалентно ее уширению. При охлаждении кристалла до низких темп-р тепловые колебания решетки и вызываемое ими уширение линии уменьшаются. С другой стороны, величина внутрикристаллич. поля в разных точках кристалла различна, она зависит от степени неоднородности кристалла и количества посторонних примесей и дефектов. Это также приводит к дополнительному уширению суммарной спектральной линии. Напр., в случае рубина для оптич. перехода с $\lambda = 0{,}69$ *мкм* эти эффекты приводят к ширине линии $\Delta\nu_{кр} \sim$ неск. *Мгц*. Наиболее узкие линии излучения ($\Delta\nu = 0{,}1$—$0{,}2$ *Мгц*) ионов хрома наблюдаются в хорошо отожженных однородных кристаллах рубина, охлажденных до темп-ры жидкого азота и ниже. Аналогичные эффекты имеют место также в стеклах, широко используемых для создания *лазеров*.

Лит.: 1) Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 2) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959. *В. В. Григорьянц.*

ШИРИНА УРОВНЯ — неопределенность энергии данного квантового состояния частицы, определяемая отношением величины $\hbar$ — Планка постоянной к τ — *времени жизни* частицы на уровне. См. *Неопределенностей соотношения*.

ШТАРКА ЭФФЕКТ — расщепление спектральных линий в электрич. полях. Открыт в 1913 г. нем. физиком Штарком при изучении спектра атома водорода. Ш. э. наблюдается для атомов, молекул и др. квантовых систем; он является результатом смещения и расщепления *уровней энергии* под действием электрич. полей. Теперь под термином «Ш. э.» понимают не только расщепление в электрич. полях спектральных линий, но и расщепление и смещение самих уровней энергии и их расщепление на неск. подуровней (штарковские подуровни, штарковское смещение уровней и т. д.).

Ш. э. объясняется только на основе квантовой механики. Квантовая система, напр. атом, в состоянии с определенной энергией $\mathscr{E}$ приобретает во внешнем электрич. поле E дополнительную энергию $\Delta\mathscr{E}$. Это связано с изменением под действием этого поля движения электрически заряженных частиц, образующих систему (напр., движения электронов в атоме). В результате уровень $\mathscr{E}$, к-рому соответствует одно возможное состояние атома (невырожденный уровень) в электрич. поле будет иметь энергию $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$, т. е. уровень смещается. Для вырожденного уровня энергии (к-рому соответствует неск. возможных состояний) различным состояниям могут соответствовать различные дополнительные энергии $\Delta\mathscr{E}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, \ldots, g$, где g — степень вырождения, см. *Уровни энергии*). В результате энергии этих состояний равны $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}_\alpha$, т. е. уровень $\mathscr{E}$ расщепляется на подуровни. Число подуровней равно числу различных значений $\Delta\mathscr{E}_\alpha$. Напр.,

для атома уровень энергии с заданным значением квантового числа J, определяющего величину момента количества движения M, расщепляется в электрич. поле на подуровни с различными значениями абс. величины квантового числа m, определяющего значение проекции момента M на направление поля E (M_E). При этом значениям $+m$ и $-m$ соответствует одинаковая дополнительная энергия $\Delta\mathscr{E}_m$ и все штарковские подуровни остаются дважды вырожденными (в отличие от расщепления в магнитном поле, где все подуровни не вырождены, см. *Зеемана эффект*), за исключением невырожденного подуровня с $m = 0$.

Величина штарковского расщепления (разность энергий $\Delta\mathscr{E}$ между подуровнями) может различным образом зависеть от напряженности внешнего электрич. поля E. В случае линейного Ш. э. величина расщепления пропорциональна E (рис. 1, *а*), в случае квадратичного Ш. э. она пропорциональна E^2 (рис. 1, *б*). В первом случае картина расщепления уровней энергии и получающихся при переходах между ними спектральных линий симметрична, во втором — несимметрична.

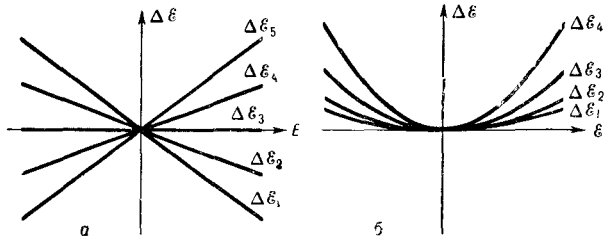


Рис. 1. Зависимость величины штарковского расщепления $\Delta\mathscr{E}$ от напряженности электрического поля E; *а* — при линейном эффекте Штарка (расщепление уровня атома водорода, к-рому соответствует главное квантовое число $n = 3$, на 5 подуровней); *б* — при квадратичном эффекте Штарка.

Линейный Ш. э. наблюдается для атома водорода. Уровень энергии атома водорода с заданным значением главного квантового числа n симметрично расщепляется на $2n - 1$ равноотстоящих подуровней (рис. 1, *а* соответствует $n = 3$, $2n - 1 = 5$). Абс. величина расщепления пропорциональна E и при $E = 10^4$ *в/см* величина $\Delta\mathscr{E}$ порядка тысячных долей *эв*. Для др. атомов, как правило, наблюдается квадратичный Ш. э., значительно меньший по абс. величине.

Линейный Ш. э. получается для вращательных *уровней* энергий нелинейных молекул, обладающих постоянным дипольным моментом и являющихся достаточно симметричными (имеющих ось симметрии порядка не ниже третьего, например молекулы NH_3, см. *Уровни энергии*). Для вращательных уровней менее симметричных молекул (напр., H_2O), а также для линейных молекул имеет место лишь более слабый квадратичный Ш. э.

В отличие от линейного Ш. э., в случае квадратичного Ш. э. величина дополнительной энергии $\Delta\mathscr{E}$ в поле E для квантовых состояний, соответствующих заданному уровню энергии $\mathscr{E}$, зависит от расположения и свойств соседних уровней энергии. Каждый

соседний уровень $\mathscr{E}_j$ как бы «отталкивает» уровень $\mathscr{E}_i$, и притом тем больше, чем меньше разность $\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_j$. Для разных подуровней это «отталкивание» различно, что и приводит не только к смещению, но и к расщеплению уровня $\mathscr{E}_i$. Рис. 1, *б* соответствует случаю, когда преобладает «отталкивание» нижележащими уровнями, в результате чего подуровни смещаются вверх. В простейшем случае двух невырожденных уровней энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ их взаимное «отталкивание» приводит к картине, изображенной на рис. 2. При отсутствии электрич. поля расстояние между уровнями равно $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ и частота квантового перехода между ними $\nu_0 = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h$. При наличии поля E уровни смещаются на величины:

$$\Delta\mathscr{E}_1 = -\frac{\alpha^2E^2}{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1}, \quad \Delta\mathscr{E}_2 = +\frac{\alpha^2E^2}{\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1},$$

где постоянная α характеризует «взаимодействие» уровней. Соответственно частота перехода ν изменяется на величину:

$$\Delta\nu = (\Delta\mathscr{E}_2 - \Delta\mathscr{E}_1)/h = 2\alpha^2E^2/h\,(\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1) = 2\alpha^2E^2/h^2\nu_0.$$

Приведенные ф-лы справедливы, когда $\alpha E \ll \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, т. е. когда «взаимодействие» уровней мало.

Различие в знаках смещений $\Delta\mathscr{E}$ «взаимодействующих» уровней дает возможность сортировки молекул по энергиям при помощи неоднородных электрич. полей. Молекулы будут двигаться в неоднородном поле в направлении, соответствующем уменьшению их энергии в поле. Для молекул, находящихся на нижнем уровне $\mathscr{E}_1$, это направление увеличения напряженности поля E, для молекул, находящихся на верхнем уровне $\mathscr{E}_2$ — направление уменьшения напряженности поля E (см. *Квантовые стандарты частоты*, *Квадрупольный конденсатор*). Изменение положения штарковских подуровней энергии в зависимости от напряженности электрич. поля E может быть использовано для периодич. изменения частоты квантового перехода в квантовых устройствах (штарковская модуляция).

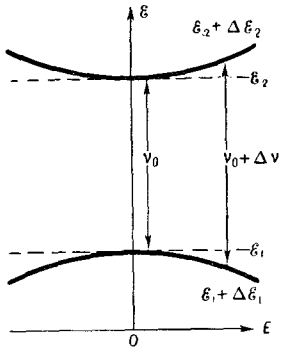


Рис. 2. Смещение в электрическом поле двух «взаимодействующих» уровней энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$, ν_0 — частота квантового перехода между уровнями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$.

Важным случаем Ш. э. является штарковское расщепление электронных *уровней энергии* ионов в кристаллич. решетке. Электронные уровни энергии иона расщепляются под действием внутрикристаллического электрич. поля $E_{кр}$, создаваемого окружающими ионами. Это расщепление может достигать значительных величин (сотых *эв*) и его необходимо учитывать при исследовании спектров ионов в кристаллах (см. *Ширина спектральных линий*). Расщепление уровней ионов Cr^{+++} в кристалле рубина существенно для работы *квантовых усилителей*.

Лит.: 1) Борн М., Атомная физика, пер. с англ., М., 1965; 2) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, 5 изд., М., 1963. *М. А. Ельяшевич.*

ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА радиотехнич. устройства (напр., усилителя, антенны и т. п.) — темп-ра, к-рую

должно иметь активное сопротивление R, подсоединенное ко входу рассматриваемого устройства, но лишенное шума, чтобы на выходе получить такую же мощность шума, к-рую дает реальное устройство (см. *Шумы*). Ш. т. усилителя и приемной антенны определяют предельную чувствительность любого радиоприемного устройства.

ШУМЫ (в радиоэлектронных устройствах). При использовании различных радиоэлектронных устройств (усилителей радиосигналов, измерительной аппаратуры и др.) необходимо принимать во внимание помехи, вызывающие появление на выходе этих устройств посторонних сигналов, мешающих наблюдению или измерению «полезных» сигналов. При усилении слабых радиосигналов в радиоприемных устройствах одновременно с ними усиливаются также все помехи, к-рые искажают усиленный «полезный» сигнал. Естественно, что чем слабее входной сигнал, тем сильнее сказывается действие помех (рис. 1). Помехи ограничивают чувствительность усилителя (см. *Квантовый усилитель*). Часть помех поступает на вход усилителя вместе с сигналом (внешние помехи), часть возникает в самом усилителе (внутренние помехи).

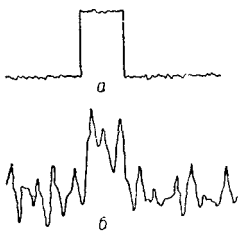


Рис. 1. Прямоугольный импульс на выходе приемника при малых (*а*) и больших (*б*) шумах.

Источники внешних помех — это прежде всего электрич. разряды, возникающие при работе промышленных установок и электротранспорта (из-за плохих контактов электропроводки), а также грозовые разряды. Помехи более регулярного характера создаются промышленными и медицинскими установками, использующими токи высокой частоты, мощными близко расположенными радиостанциями и т. п. Влияние таких помех обычно удается значительно уменьшить с помощью узконаправленных антенн или удалением приемника от источника помех. Внешними помехами являются также космические и атмосферные (ионосферные) радиошумы и радиоизлучение Земли. Один из источников внутренних помех — изменение параметров электровакуумных и полупроводниковых приборов и др. элементов усилителей (сопротивлений, конденсаторов и др.), вызванные изменением темп-ры, временем (старением), недостаточным постоянством напряжения питания, механич. вибрациями и т. п. В результате этого коэфф. усиления испытывает непрерывные случайные изменения. Эти помехи, обусловленные технич. несовершенством аппаратуры (технич. помехи), могут быть частично устранены.

Источником внутренних (собственных) помех являются естественные электрич. флуктуации, к-рые обусловлены дискретной природой электрич. заряда и электромагнитного излучения и поэтому принципиально не могут быть устранены. Термином Ш. обычно обозначают именно эти флуктуации. Сюда относятся дробовой шум электронных потоков, тепловой шум (тепловое излучение тел). В оптике его наз. квантовым, или фотонным, шумом. Дробовой шум в электронных лампах вызывается неравномерностью термоэлектронной эмиссии из катода. Прежде чем покинуть катод, электрон испытывает громадное число столкновений с атомами и др. электронами. Поэтому выход каждого отдельного

электрона из катода происходит совершенно случайно и независимо от выхода др. электронов. Это приводит к тому, что число электронов, эмитированных катодом за одинаковые малые промежутки времени, оказывается различным, в результате чего анодный ток лампы испытывает случайные отклонения от своего среднего значения. Правда, облако электронов вблизи катода играет роль демпфера и несколько сглаживает дробовые флуктуации анодного тока, но в то же время положительно заряженные сетки лампы, а также ионы остаточных газов, к-рые могут перехватывать электроны, значительно увеличивают эти флуктуации. Дробовой шум наблюдается не только в электронных лампах, но и во всех электровакуумных приборах с термоэлектронной, фотоэлектронной, вторичной электронной и др. видами электронных и ионных эмиссий, а также при формировании ионных, *молекулярных и атомных пучков* и при любых др. процессах, связанных с образованием потоков свободных частиц. Интенсивность шумов обычно характеризуют эффективной (среднеквадратичной) величиной шумового тока или напряжения. Т. к. беспорядочный, случайный электрич. процесс можно представить в виде набора гармонич. колебаний (гармоник) всевозможных частот и различных амплитуд, то говорят о спектре шума. Спектр дробового шума оказывается равномерным до частот $\sim 10^7$ *гц* и постепенно спадает на более высоких частотах (рис. 2).

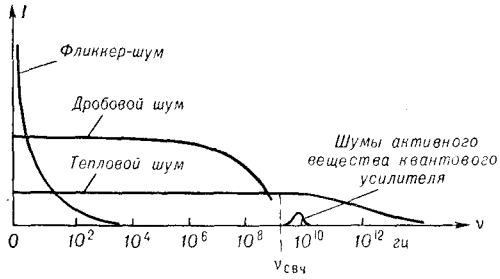


Рис. 2. Спектры шумов различной природы; ν — частота; *I* — интенсивность шума.

Др. источником шума в электровакуумных приборах является неравномерность эмиссии с поверхности катода. Эмиссия электронов происходит с отдельных участков катода — пятен, к-рые могут медленно изменять размеры и перемещаться по поверхности катода. Это мерцание катода (ф л и к к е р - э ф ф е к т) порождает ф л и к к е р - ш у м, спектр к-рого расположен в диапазоне низких частот от 1—2 *гц* до 100—200 *гц* (рис. 2). Дробовой шум и фликкер-шум — основные источники шумов в электровакуумных приборах.

Источником шумов является также тепловое излучение деталей аппаратуры. Мощность теплового излучения зависит от «степени черноты» тела (в радиодиапазоне от степени с о г л а с о в а н и я излучающего проводника с нагрузкой) и темп-ры. Зависимость интенсивности *I* теплового излучения от частоты ν описывается ф-лой Планка:

$$I \sim \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

Тепловые шумы в радиодиапазоне можно объяснить хаотич. тепловым движением электронов в проводнике. Электроны распределяются в проводнике практически равномерно, однако заряд каждой его части не остается постоянным, а все время несколько изменяется — пульсирует. В результате этого на концах проводника возникает флуктуационная разность потенциалов — тепловой шум. Мощность теплового шума определяется темп-рой. Зная темп-ру проводника, *можно оценить* интенсивность создаваемого им шума. По аналогии с тепловым шумом, интенсивность любого др. шума (дробового, фликкер-шума и др.) можно также охарактеризовать нек-рой эквивалентной ш у м о в о й т е м п е р а т у р о й. Она соответствует темп-ре проводника, при к-рой его тепловой шум имел бы такую же интенсивность. Для радиотехнич. сопротивлений спектр тепловых шумов оказывается равномерным вплоть до коротковолновой границы диапазона *сверхвысоких частот* (СВЧ) (10^9 *гц*, рис. 2). Падение на более высоких частотах обусловлено влиянием «паразитных» емкостей и индуктивностей, нарушающих согласование. В радиоустройствах с электровакуумными приборами *дробовой* шум превышает тепловые шумы сопротивлений.

Шумы полупроводниковых устройств складываются из дробовых и тепловых шумов носителей тока в *полупроводнике* — «почти свободных» электронов *проводимости* и дырок. Носители тока в полупроводнике находятся в состоянии беспорядочного теплового движения, что приводит к появлению теплового шума. Однако в отличие от проводников, число носителей тока в полупроводниках *не остается* постоянным, а непрерывно изменяется — флуктуирует. Это вызвано случайным характером процессов генерации и рекомбинации (рождения и уничтожения) электронно-дырочных пар. Поэтому ток, протекающий через полупроводник под действием приложенного напряжения, флуктуирует, что вызывает появление дробового шума. Скорость перемещения (диффузии) носителей тока в полупроводнике не постоянна, а флуктуирует около среднего значения. Флуктуации скорости диффузии приводят к случайному накоплению и рассасыванию носителей в отдельных частях полупроводника, т. е. к флуктуациям плотности носителей тока. Такой диффузионный шум дает вклад как в *тепловой*, так и в дробовой шум полупроводниковых приборов. В параметрич. же усилителях с полупроводниковыми диодами основную роль играют тепловые шумы полупроводника и элементов резонансных контуров (см. *Параметрическая генерация и усиление*). Фликкер-эффект в полупроводниковых устройствах обусловлен наличием в полупроводнике ловушек — центров, в к-рых носители тока могут задерживаться нек-рое время, что приводит к медленным флуктуациям плотности носителей. Пока радиоустройства на полупроводниковых триодах по шумовым свойствам несколько уступают устройствам на электронных лампах.

Наиболее низким уровнем собственных шумов *обладают квантовые усилители* (мазеры). Это объясняется тем, что в работе таких устройств не участвуют свободные или «почти свободные» частицы. Напр., в рабочем веществе твердотельного мазера — парамагнитном кристалле — *вообще* нет свободных электронов, и следовательно, отсутствует основной источник шумов, свойственный электронным приборам, — дробовой эффект. Кроме того, рабочие элементы квантовых усилителей охлаждаются до *очень низких* темп-р, что позволяет значительно уменьшить тепловые шумы. Эквивалентная

шумовая темп-ра квантового усилителя равна (по абс. величине) *отрицательной температуре* рабочего перехода, а спектр шумов определяется шириной рабочего *квантового перехода*.

Дополнительным источником шума в квантовых усилителях являются тепловые шумы, создаваемые проводящими стенками *объемных резонаторов*. Хотя при охлаждении резонаторов эти шумы малы, однако в диапазоне СВЧ они все же могут давать заметный вклад в шумы квантового усилителя. В целом же собственные шумы квантовых усилителей чрезвычайно малы. Практически чувствительность усилителя ограничивается не ими, а тепловыми шумами входных цепей и гл. обр. входными шумами антенны. Лучшие усилители на электронных лампах и электровакуумных приборах СВЧ с *электронными пучками* имеют эквивалентную собственную шумовую температуру $T_{ш} = 300—1000$ К; параметрич. усилители на полупроводниковых диодах без охлаждения «шумят» в 10 раз меньше, их шумовая темп-ра $T_{ш} \sim 50—150$ К. Для параметрич. усилителей с охлаждаемыми диодами $T_{ш} = 10—50 K$; для квантовых усилителей диапазона СВЧ $T_{ш} \sim 2—4$ К. В то же время шумы антенны могут составлять неск. дес. К.

При *конструировании* радиоприемной аппаратуры стремятся снизить ее собственные шумы до такого уровня, чтобы обеспечить необходимое отношение сигнала к шуму на выходе приемника. Однако при очень сильных внешних помехах или при приеме очень слабых сигналов этого бывает недостаточно. В этом случае пользуются спец. методами приема и обработки сигналов, позволяющими уменьшить влияние помех. Один из них, наз. ф и л ь т р а ц и е й, *состоит в выборе* такой *полосы пропускания* приемника, чтобы в него попадали только те спектральные компоненты входного сигнала, к-рые могут содержаться в полезном сигнале. Др. метод, наз. н а к о п л е н и е м сигнала, сводится к передаче и приему сигналов одновременно по неск. каналам (или многократному повторению) и наложению всех принятых сигналов в выходном устройстве. При этом полезные сигналы складываются, а шумы усредняются и поэтому *сглаживаются*. Использование этих и др. методов позволяет улучшить отношение сигнала к шуму на выходе приемника, однако при этом усложняется аппаратура или увеличивается время приема сигналов.

Лит.: Б о и ч - Б р у е в и ч А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., 1966, гл. 2, § 5; К а р л о в Н. В., М а н е н к о в А. А., Квантовые усилители, М., 1966; К а н е в с к и й З. М., Ф и н к е л ь ш т е й н М. И., Флуктуационная помеха и обнаружение импульсных радиосигналов, М. — Л., 1963.

И. Т. Трофименко.

Э, Я

ЭЙНШТЕЙНА КОЭФФИЦИЕНТЫ — коэффициенты, введенные А. Эйнштейном и характеризующие вероятность излучательных переходов между *уровнями энергии* атомов, молекул и др. квантовых систем. Подробнее см. *Квантовый переход.*

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД — переход микросистемы (атома, молекулы и др.), обладающей электрическим дипольным моментом, с одного *уровня энергии* на другой во внешнем электрическом поле. См. *Штарка эффект*, *Квантовый переход.*

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД (p — n-переход) — область полупроводникового монокристалла, в к-ром происходит смена типов проводимости с дырочной p (носители заряда — дырки) на электронную (носители заряда — электроны проводимости, см. *Полупроводники*). Э.-д. п. является основным элементом большинства полупроводниковых приборов — диодов различных типов, триодов, а также *полупроводниковых лазеров.* Э.-д. п. получают вплавлением (резкие переходы) или диффузией (плавные переходы) в полупроводниковый монокристалл примесей (*доноров* или *акцепторов*), создающих тип проводимости, противоположный типу проводимости исходного монокристалла.

Электрич. свойства Э.-д. п. можно понять, если рассмотреть процесс его образования. Концентрация электронов в n-области n_n (основные носители) во много раз больше их концентрации в p-области n_p (неосновные носители); аналогичное соотношение имеет место для дырок: $p_p > p_n$. При образовании Э.-д. п. происходит диффузия электронов в p-область кристалла, а дырок — в n-область. В результате этого, вблизи границы Э.-д. п. в n-области остается связанный положительный объемный заряд ионизированных доноров, а в p-области в результате ухода дырок остается отрицательный объемный заряд ионизированных акцепторов (рис. 1). Эти объемные заряды образуют двойной электрич. слой (запирающий слой), электрич. поле к-рого препятствует дальнейшей диффузии электронов и дырок. Устанавливается равновесие, при к-ром падение напряжения на границах p-и n-областей (произведение электрич. поля двойного слоя на его толщину W), наз. его потенциальным барьером, принимает стационарное значение. При этом полный ток через Э.-д. п. равен нулю. Ширина области двойного электрич. слоя W (ширина перехода) зависит от метода изготовления Э.-д. п. и концентрации основных носителей в n- и p-областях (n_n и p_p) и тем больше, чем меньше эти концентрации. Для резких Э.-д. п., изготовляемых из германия Ge и кремния Si, $W \sim 10^{-4}$—10^{-6} *см.*

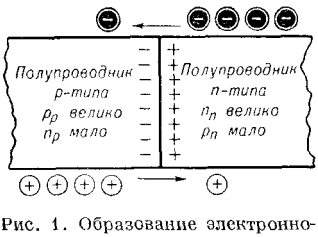


Рис. 1. Образование электронно-дырочного перехода; стрелками показаны диффузионные потоки электронов и дырок в момент образования перехода.

Если к Э.-д. п. приложить электрич. напряжение V, то равновесие нарушается. Когда на p-область подан минус (о б р а т н о е с м е щ е н и е, $V < 0$), то потоки основных носителей (электронов из n-области в p-область и дырок — обратно) уменьшаются практически до нуля, тогда как потоки неосновных носителей не изме-

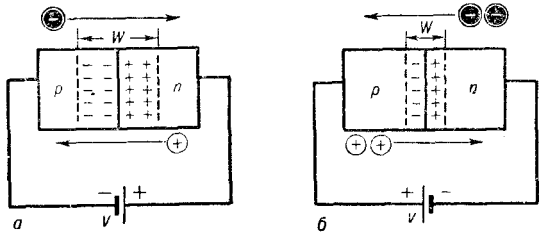


Рис. 2. На переход подано напряжение V; а) $V < 0$, б) $V > 0$.

няются, для них потенциальный барьер не является препятствием. Величина потока неосновных носителей не зависит от величины обратного напряжения V. Она определяется только скоростью их тепловой генерации в объеме полупроводника и скоростью их диффузии к запирающему слою, пересекая к-рый они и дают вклад в электрич. ток, текущий через Э.-д. п. Однако достичь запирающего слоя могут только те неосновные носители, к-рые родились достаточно близко от него. Остальные неосновные носители не доходят до перехода и не дают вклада в ток. Т. о., при $V < 0$ ток через Э.-д. п. не зависит от напряжения. Он наз. т о к о м н а с ы щ е н и я I_0 (рис. 3).

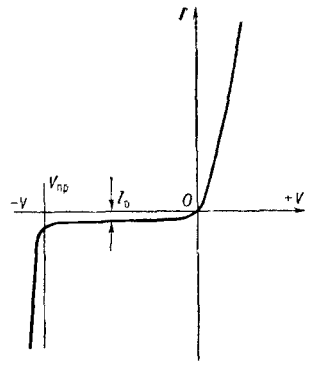


Рис. 3. Вольтамперная характеристика электронно-дырочного перехода: I — ток, текущий через переход, V — приложенное напряжение.

Увеличение обратного напряжения на Э.-д. п. может привести к тому, что носители заряда на *длине свободного пробега* в области запирающего слоя накапливают энергию, достаточную для ионизации атомов, составляющих кристаллич. решетку. Наступает л а в и н н ы й п р о б о й Э.-д. п. — ток через переход резко возрастает (рис. 3). В нек-рых электронно-дырочных переходах резкое увеличение тока происходит из-за т у н н е л ь н о г о п р о с а ч и в а н и я электронов из n-области в p-область и дырок из p-области в n-область. Режим пробоя Э.-д. п. используется для создания полупроводниковых стабилизаторов напряжения и генераторов (л а в и н н о-п р о л е т н ы е д и о д ы). Двойной электрич. слой Э.-д. п., обедненный носителями заряда, можно рассматривать как электрич. конденсатор, емкость к-рого $C_з$ (зарядная емкость Э.-д. п.) равна:

$$C_з = \varepsilon S/4\pi W.$$

Здесь S — площадь Э.-д. п., ε — диэлектрич. проницаемость полупроводника. Емкость $C_з$ зависит от напряжения V. Обусловлено это тем, что под действием обратного напряжения основные носители заряда уходят от границы вглубь полупроводника, оставляя дополнительные нескомпенсированные заряды ионизированных примесей (W растет). Изменение же W с напряжением приводит к зависимости $C_з$ от V. Это используется для создания параметрических полупроводниковых диодов, являющихся важнейшим элементом параметрических усилителей (см. *Параметрическая генерация и усиление*).

Когда на p-область подан плюс (прямое смещение, $V > 0$), потенциальный барьер запирающего слоя уменьшается. Основные носители заряда пересекают запирающий слой (рис. 2, *б*) и попадают в области, где они являются неосновными и неравновесными. Это явление обогащения n- и p-областей Э.-д. п. неосновными, неравновесными носителями заряда наз. инжекцией (впрыскиванием) неосновных носителей. Инжектированные носители заряда диффундируют вглубь полупроводника, рекомбинируя по мере продвижения с основными носителями заряда, приходящими из внешней цепи. Это и приводит к появлению электрич. тока, текущего через Э.-д. п. (рис. 3). Величина тока I через Э.-д. п. при прямом смещении определяется ф-лой:

$$I = I_0\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right),$$

где k — *Больцмана постоянная*, e — заряд электрона, T — абс. темп-ра. Однако при приложении прямого смещения ток через Э.-д. п. устанавливается не мгновенно. Э.-д. п. обладает инерционностью, к-рая обусловлена рекомбинацией неосновных носителей с основными и характеризуется временем жизни τ неосновных носителей; в Э.-д. п. из Ge, Si, GaAs $\tau \sim 10^{-4}$—10^{-10} *сек*. Величина τ определяет инерционность, а следовательно, и частотные характеристики полупроводниковых приборов.

Особенности прохождения прямого тока в Э.-д. п. из нек-рых полупроводников, напр. GaAs, используются для создания *инжекционных лазеров*. В таких Э.-д. п. основная часть инжектированных носителей рекомбинирует с излучением света (излучательная рекомбинация). Для изготовления инжекционных лазеров используются т. н. вырожденные полупроводники. Время жизни τ неравновесных носителей в Э.-д. п., изготовленных из таких полупрозодников, мало. Поэтому инжектированные носители проникают на очень небольшую глубину в n- и p-области, и рекомбинация происходит в очень узкой области запирающего слоя (см. *Полупроводниковый лазер*).

Лит.: Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965.

С. Н. Иванов.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЭПР) — явление избирательного поглощения электромагнитных волн определенной частоты в парамагнитном веществе, находящемся в магнитном поле (см. *Парамагнетизм*). Т. к. эта частота лежит в радиодиапазоне и зависит от структуры вещества, то это явление стало одним из распространенных методов исследования парамагнитных веществ. За время, прошедшее с момента открытия (Е. К. Завой-

ский, 1944 г.), метод Э. п. р. нашел широкое применение в физ., хим. и биологич. исследованиях, а также в технике (см. ниже).

Э. п. р. связан с одним из важных свойств электронов — с их способностью ориентироваться определенным образом во внешнем магнитном поле. Электронам присуще особого рода внутреннее движение, к-рое можно сравнить с вращением волчка вокруг своей оси. Связанный с этим «вращением» момент количества движения наз. *спином*. Благодаря спину электрон обладает постоянным *магнитным моментом*, направленным противоположно спину. Магнитные свойства всех свободных электронов одинаковы, и если электрич. заряд электрона является «элементарной частицей» электричества, то его магнитный момент представляет собой как бы элементарную частицу магнетизма (м а г н е т о н Б о р а).

В отсутствие внешнего магнитного поля направление (ориентация) магнитного момента электрона в пространстве может быть любым; энергия такого электрона не зависит от ориентации его магнитного момента. Во внешнем магнитном поле, в соответствии с законами квантовой механики, ориентация магнитного момента электрона не может быть произвольной: магнитный момент может быть направлен либо по направлению магнитного поля, либо противоположно ему.

Строго говоря, угол между магнитным моментом электрона и внешним магнитным полем $\boldsymbol{H}$ не равен нулю, и выражения «по полю» и «против поля» относятся к проекции магнитного момента на направление поля $\boldsymbol{H}$. Величина этой проекции является вполне определенной, в то время как сам вектор магнитного момента движется по поверхности конуса, ось к-рого совпадает с $\boldsymbol{H}$ (п р е ц е с с и я м а г н и т н о г о м о м е н т а). Явления *магнитного резонанса* часто описывают классически, исследуя эту прецессию (см. *Квантовый магнитометр*); в дальнейшем изложении, однако, принята квантово-механич. трактовка Э. п. р., а понятием прецессии магнитного момента пользуются лишь при необходимости (см. *Парамагнитная релаксация*; *Спин-спиновая релаксация*). Энергия электрона в магнитном поле зависит от напряженности этого поля $\boldsymbol{H}$ и от ориентации магнитного момента электрона относительно поля. Отсюда следует, что энергия электрона во внешнем магнитном поле может принимать лишь два значения: минимальное $\mathscr{E}_1$ — при ориентации магнитного момента «по полю» и максимальное $\mathscr{E}_2$ — при его ориентации «против поля». Электрон может находиться на одном из двух *уровней энергии* — нижнем $\mathscr{E}_1$ или верхнем $\mathscr{E}_2$ (рис. 1, *а*). Энергия верхнего уровня $\mathscr{E}_2$ увеличивается с ростом напряженности поля, энергия нижнего уровня $\mathscr{E}_1$ при этом уменьшается (рис. 2).

Переход электрона из одного состояния в другое может совершаться только скачком, причем «прыжок» с нижнего уровня на верхний связан с поглощением, а с верхнего на нижний — с выделением порции энергии (кванта), равной разности $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$ (см. *Квантовый переход*). Если этот «прыжок» происходит под действием электромагнитных колебаний, то поглощение такого кванта энергии возможно только для определенной частоты колебаний:

$$\nu = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/h.$$

Это и обусловливает явление Э. п. р., при к-ром ориентированные против поля электроны, поглощая электромагнитную энергию, изменяют ориентацию магнитных моментов на обратную. Из пре-

дыдущего ясно, что разность энергии $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, а следовательно, и поглощаемая частота ν пропорциональны напряженности магнитного поля H.

Магнитные свойства электрона, входящего в состав атома или молекулы, сложнее. В этом случае электрон, кроме спина, обладает орбитальным движением. Он может двигаться лишь по вполне определенным орбитам, каждой из к-рых соответствует свой энергетич. уровень. С орбитальным движением электрона также связан магнитный момент, к-рый векторно складывается со спиновым магнитным моментом, образуя полный магнитный момент атома. При помещении атома во внешнее магнитное поле его энергия может либо увеличиться, либо уменьшиться, в зависимости от того, какую из возможных ориентаций во внешнем магнитном поле примет магнитный момент. Др. словами, каждый энергетич. уровень атома расщепляется в магнитном поле на магнитные подуровни (см. *Зеемана эффект*). Переходы между этими подуровнями обусловливает явление Э. п. р. в веществе.

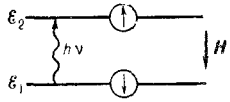


Рис. 1.

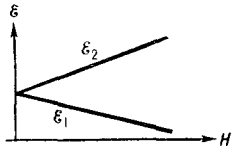


Рис. 2.

Рис. 1. Энергетические уровни электрона $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ в магнитном поле. Направление стрелок указывает ориентацию магнитного момента электрона в магнитном поле H.

Рис. 2. Энергия электрона в магнитном поле увеличивается с ростом поля, если магнитный момент электрона направлен «против поля», и уменьшается, если он направлен «по полю».

Разность энергий между магнитными подуровнями даже в самых сильных магнитных полях, обычно используемых на практике, оказывается гораздо меньше, чем разность энергий между энергетич. уровнями, относящимися к различным орбитам электрона в атоме. Поэтому, в отличие от «прыжков» электронов с одной атомной орбиты на другую, при к-рых, как известно, поглощаются (или излучаются) электромагнитные волны длиной $\lambda \sim 1$ *мкм*, т. е. видимый свет, а также инфракрасное и ультрафиолетовое излучения, в Э. п. р. речь идет уже о радиоволнах *сверхвысоких частот* (СВЧ). Э. п. р. обычно наблюдается на частотах 10^9—10^{11} *гц*, к-рым соответствуют электромагнитные волны длиной от неск. *дм* до долей *см*. Поэтому и вся методика наблюдения Э. п. р. связана с радиотехникой, а не с оптикой (см. *Радиоспектроскоп*). Исследование спектров Э. п. р. является одним из методов *радиоспектроскопии*.

Несмотря на то, что электроны всегда входят в состав атомов и молекул, явление Э. п. р. может наблюдаться отнюдь не во всех веществах. Это обусловлено взаимодействием атомарных электронов друг с другом. Оказывается, что во многих случаях электроны с противоположно направленными спинами образуют устойчивые пары, в которых магнитные моменты электронов взаимно компенсируются. Такая компенсация возникает, напр., в атомах

и ионах с целиком заполненными электронными оболочками (см. *Диамагнетизм*). В таких диамагнитных веществах не происходит расщепления уровней в магнитном поле, им не свойственно явление Э. п. р.; оно может иметь место только в парамагнитных веществах, содержащих атомы, ионы или молекулы с электронными оболочками, заполненными лишь частично (см. *Парамагнетизм*).

Магнитные моменты неск. неспаренных электронов могут также складываться между собой и с орбитальным моментом, образуя как бы новый, более сильный постоянный магнит. Парамагнитные частицы, обладающие таким «увеличенным» магнитным моментом, могут ориентироваться в магнитном поле не по двум, а по большему числу направлений. Так, напр., магнитный момент иона ванадия V^{+++}, возникающий от сложения спиновых моментов двух неспаренных электронов, находящихся на незаполненной оболочке этого иона, может быть направлен «по», «против» или перпендикулярно внешнему магнитному полю (см. *Магнитный момент*). В соответствии с числом возможных ориентаций магнитного момента во внешнем магнитном поле у «многоэлектронных» парамагнитных частиц в магнитном поле возникает не два, а целый набор энергетических уровней: $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ..., $\mathscr{E}_k$, ..., $\mathscr{E}_n$ и т. д. и Э. п. р. может наблюдаться на любой из частот, удовлетворяющей соотношениям: $h\nu = \mathscr{E}_n - \mathscr{E}_k$ (рис. 3). Частоты поглощаемых радиоволн по-прежнему зависят от величины магнитного поля; совокупность всех этих частот наз. спектром Э. п. р.

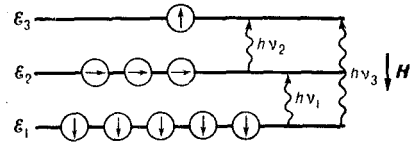


Рис. 3. Энергетические уровни и равновесное распределение парамагнитных частиц, содержащих два неспаренных электрона на незаполненной оболочке. Стрелки указывают направление магнитных моментов частиц в магнитном поле H.

На практике имеют дело с макроскопич. образцами, содержащими огромное количество парамагнитных атомов или молекул. В таких системах действуют статистич. законы, в соответствии с к-рыми бóльшая часть парамагнитных частиц находится в состоянии с мин. энергией (см. *Больцмана распределение*). Это означает, что большинство парамагнитных атомов или молекул ориентируют свои магнитные моменты по направлению поля. Несколько меньшее число частиц располагается так, что их магнитные моменты составляют с внешним полем нек-рый угол, и меньше всего частиц оказывается на самом верхнем уровне, их магнитные моменты направлены «против поля» (рис. 3).

Такое распределение частиц по уровням в определенном смысле обладает свойствами устойчивого равновесия, известного в обычной механике; если к.-л. способом изменить это распределение, то через нек-рое время оно снова вернется в равновесное состояние (см. *Спин-решеточная релаксация*, *Парамагнитная релаксация*). При равновесном распределении, когда большинство частиц обладает минимальной энергией, поглощение электромагнитной энергии всегда должно преобладать над ее излучением, что и наблюдается в Э. п. р.

Наблюдение Э. п. р. осуществляется с помощью радиоспектроскопа (рис. 4). Радиоспектроскоп состоит из генератора электромагнитных колебаний *1* (обычно *клистрона*); полости с проводящими стенками, наз. *объемным резонатором 2*, находящейся между полюсами магнита *4* и содержащей исследуемый парамагн. образец *3*; чувствительного радиоприемника *5*, настроенного на частоту генератора, и регистрирующего устройства *6* (электронного осциллографа или самописца). Если плавно менять частоту генератора, то при выполнении условия $\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1 = h\nu$ радиоволны поглощаются в резонаторе парамагнетиком, в результате чего амплитуда колебаний на входе приемника уменьшается. Это регистрируется осциллографом или самописцем в виде сигнала Э. п. р. На практике при наблюдении Э. п. р. частоту генератора сохраняют постоянной, а плавно изменяют магнитное поле. При этом луч осциллографа (или перо самописца) вычерчивает кривую, выражающую зависимость величины поглощения электромагнитных волн данной частоты от напряженности магнитного поля. Пики на кривой соответствуют тем значениям магнитного поля $\boldsymbol{H}$, при к-рых на данной частоте ν выполняется условие $h\nu = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, и представляют собой л и н и и спектра Э. п. р. (рис. 5). Это название взято из оптич. спектроскопии, где поглощение действительно регистрируется в виде линий на фотопластинке.

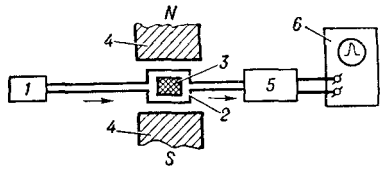


Рис. 4.

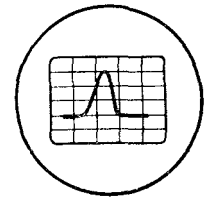


Рис. 5.

Рис. 4. Блок-схема радиоспектроскопа для наблюдения ЭПР: *1* — клистрон; *2* — *объемный резонатор*; *3* — *парамагнетик*; *4* — магнит; *5* — чувствительный радиоприемник; *6* — электронный осциллограф. Стрелки показывают путь электромагнитных волн в радиоспектроскопе.

Рис. 5. Типичная линия ЭПР на экране осциллографа. По оси абсцисс отложена напряженность внешнего магнитного поля, по оси ординат — величина поглощенной электромагнитной энергии.

Содержащиеся в различных участках образца отдельные парамагнитные частицы находятся в несколько различных условиях. На каждую из них, помимо внешнего магнитного поля, действуют беспорядочно направленные внутренние поля, создаваемые микроскопич. магнитными моментами других таких же частиц (с п и н-с п и н о в о е в з а и м о д е й с т в и е, см. *спин-спиновая релаксация*), магнитными моментами ядер окружающих атомов и т. д., так что суммарные магнитные поля, в к-рых находятся отдельные парамагнитные атомы или ионы, оказываются различными. По этой причине частоты ν, поглощаемые отдельными парамагнитными частицами, также несколько различаются, и на практике поглощение происходит не на одной частоте, а в нек-рой области частот $\Delta\nu$. Благодаря этому линии Э. п. р. имеют конечную ширину (см. *Ширина спектральных линий*).

Поскольку спектр Э. п. р. (число, положение и форма линии) сильно зависит от электрич. и магнитных полей, создаваемых внутри

вещества др. атомами и молекулами, явление Э. п. р. широко применяется при исследовании структуры кристаллов, магнитных свойств атомных ядер, взаимодействий между атомами твердых тел и жидкостей и во многих др. случаях. То обстоятельство, что свободные радикалы (атомы, ионы и молекулы, обладающие хим. активностью) содержат на своих незаполненных оболочках валентные электроны и поэтому имеют постоянный магнитный момент, делает метод Э. п. р. весьма тонким и совершенным способом наблюдения за ходом хим. и биохим. реакций и объясняет необычайно широкое применение Э. п. р. в химии и биологии.

Если к.-л. способом создать такое распределение парамагнитных частиц по энергиям, при к-ром большинство частиц окажется на верхнем энергетич. уровне, то вынужденное излучение электромагнитной энергии превысит ее поглощение и радиоспектроскоп превратится в *квантовый усилитель* или квантовый *генератор*. В связи с этим изучение Э. п. р. является неотъемлемой частью исследований *квантовой электроники*.

Лит.: 1) Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, вып. 7, М., 1966; 2) Сигмен А., Мазеры, пер. с англ., М., 1966; 3) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., *Электронный парамагнитный* резонанс, М., 1961. *В. А. Ацаркин.*

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ — деформация тел во внешнем электрич. поле E, пропорциональная квадрату напряженности электрич. поля E^2. Э. не изменяется при изменении направления поля на обратное. Э. наблюдается у всех твердых тел. В полях $E \sim 10^4$ *в/см* Э. вызывает удлинение образца ~ 10 Å. У различных диэлектриков величина Э. различна и является характеристикой вещества. Э. следует отличать от обратного пьезоэлектрического эффекта, наблюдающегося в нек-рых кристаллах (пьезоэлектриках), при к-ром деформация пропорциональна E.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР — совокупность всех возможных значений внутренней энергии (*уровней энергии*), к-рые может иметь квантовая система, напр. атом, молекула, твердое тело.

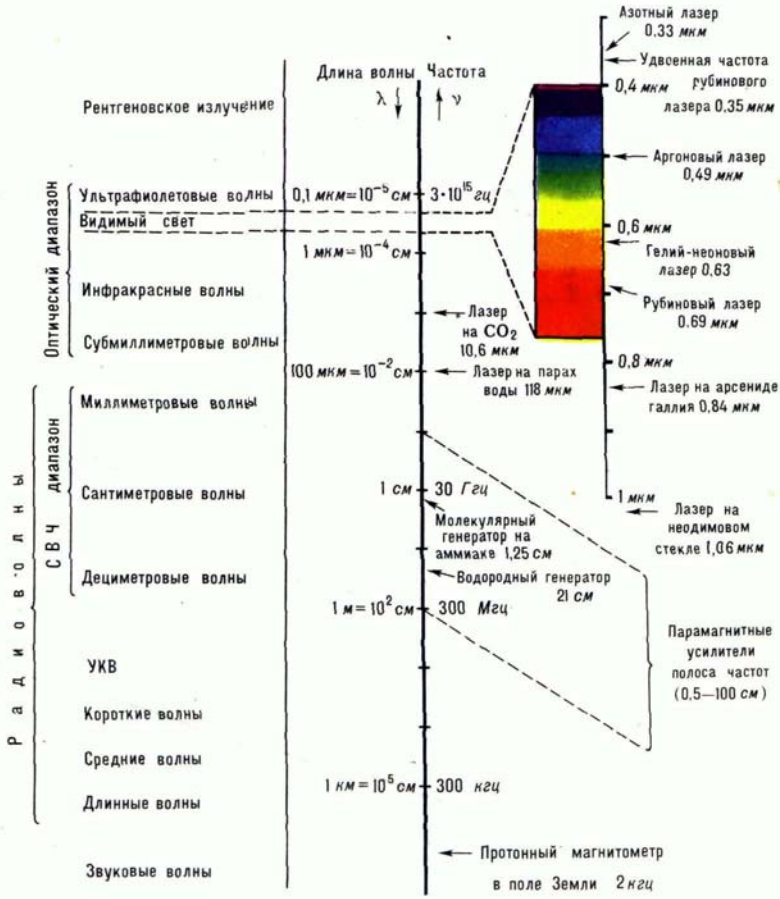
ЭТАЛОН ЧАСТОТЫ — мера частоты, к-рая хранит и воспроизводит единицу частоты с наивысшей точностью, достижимой в данное время. См. *Квантовые стандарты частоты*.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА лазерного излучения — темп-ра абсолютно черного тела, *спектральная плотность излучения* к-рого на частоте лазера равна спектральной плотности лазерного излучения.

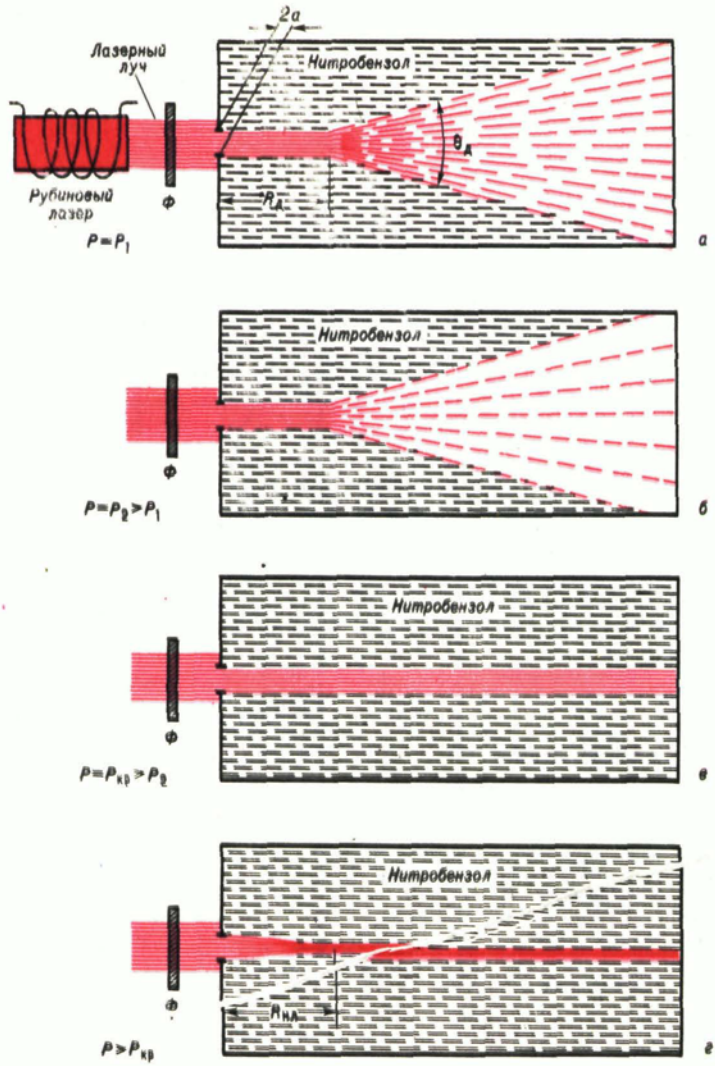
ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЯМР) — избирательное поглощение электромагнитных волн определенной частоты веществом, находящимся в магнитном поле, в результате переориентаций *спинов* атомных ядер (см. *Спин*, *Магнитный резонанс*, *Магнитный момент*, *Радиоспектроскопия*).

Иллюстрации, помещенные на вклейках в конце книги, относятся к статьям:

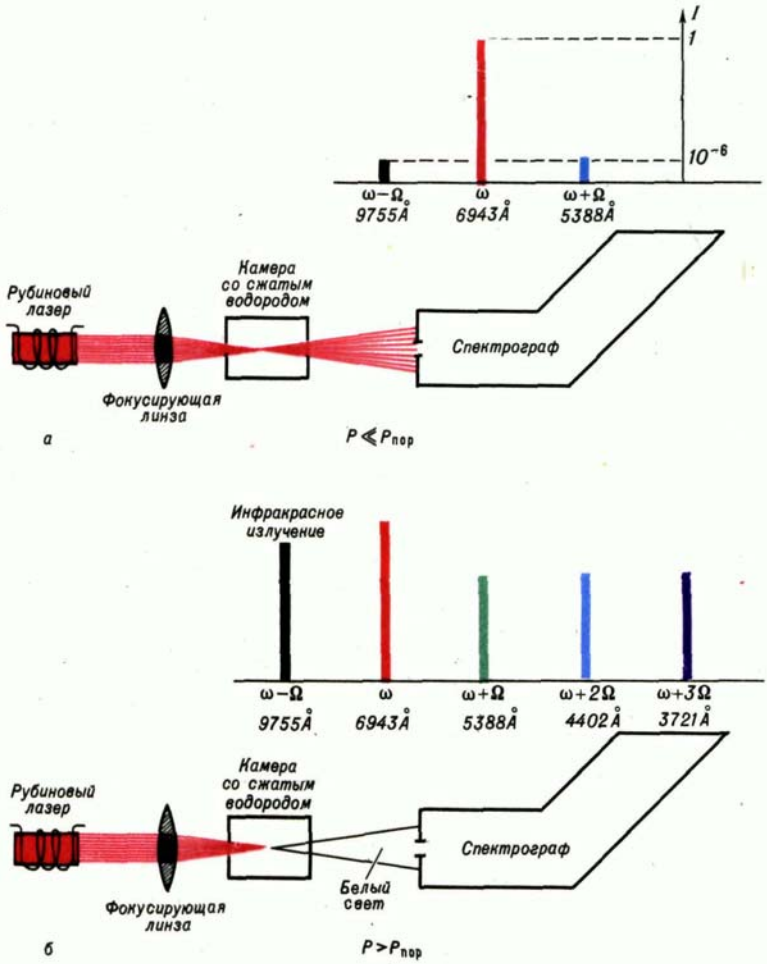
Квантовая электроника, с. 11—34
Нелинейная оптика, с. 119—152
Газовый лазер, с. 165—177
Голография, с. 178—211
Лазерное излучение, с. 287—292
Лазерный гироскоп, с. 293
Параметрическая люминесценция, с. 338—339
Полупроводниковый лазер, с. 355—371
Химический лазер, с. 413



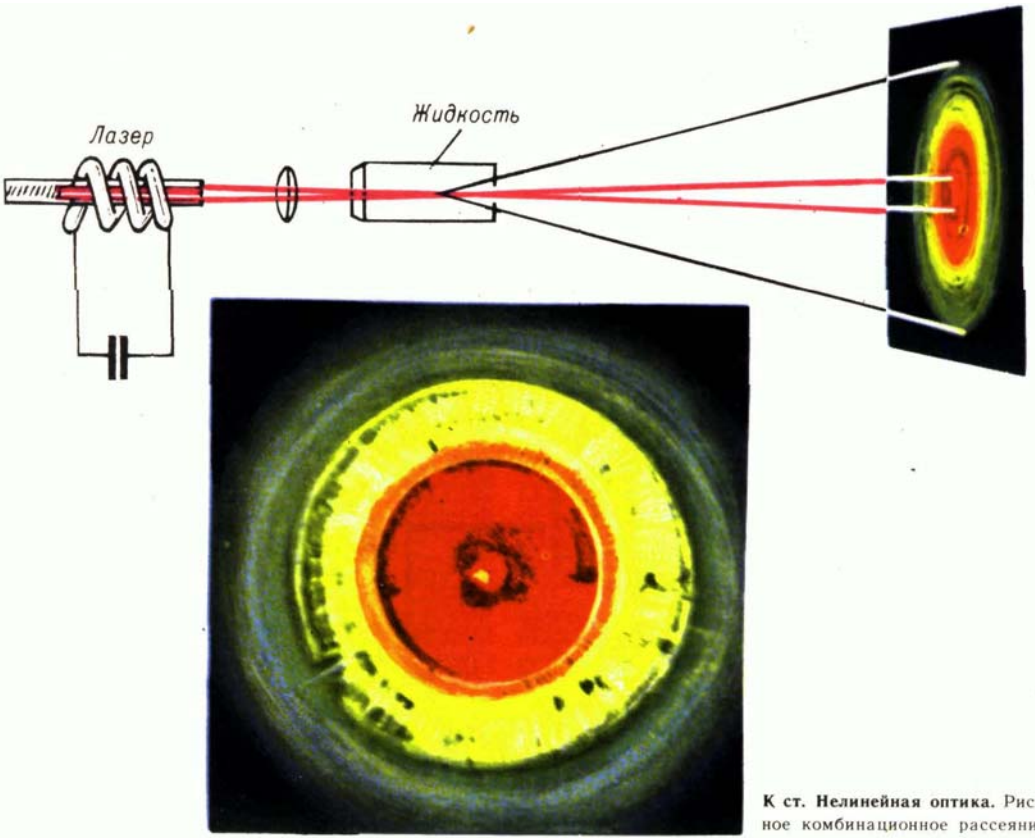
К ст. Квантовая электроника. Спектр электромагнитных волн и основные приборы квантовой электроники.



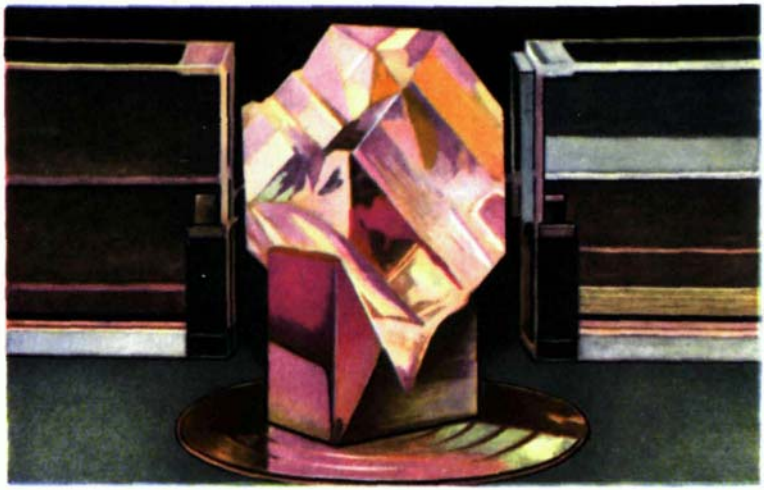
К ст. Нелинейная оптика. Рис. 1. Световой пучок, вырезанный круглым отверстием диафрагмы, распространяется в жидкости при различных мощностях света на входе. Ф — фильтры, варьирующие интенсивность пучка, $R_д$ — дифракционная длина, $\theta_д$ — дифракционная расходимость. Мощность P возрастает от рис. 1, *а* к рис. 1, *г*; на смену расходящемуся пучку при малых мощностях приходит самофокусирующийся при больших мощностях пучок.



К ст. Нелинейная оптика. Рис. 2. Схема опыта по изучению комбинационного рассеяния излучения лазера в газе и спектр комбинационного рассеяния. Световой пучок рубинового лазера фокусируется в камеру со сжатым водородом, *а* — при небольших интенсивностях излучения лазера в спектре рассеянного света появляются чрезвычайно слабые боковые компоненты комбинационного рассеяния $\omega \pm \Omega$; *б* — при достижении пороговой интенсивности $P_{пор} \sim 10^{10}$ *вт* интенсивность боковых компонент возрастает и возникает ряд дополнительных компонент частоты $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$ и т. д.; интенсивности этих компонент столь велики, что цвет суммарного излучения воспринимается как белый.



К ст. Нелинейная оптика. Рис. 3. Вынужденное комбинационное рассеяние в жидкости.



К ст. Нелинейная оптика. Рис. 4*а*. Удвоение частоты света. При прохождении красного света рубинового лазера (слева) с длиной волны $\lambda = 6943$ Å через кристалл KDP возникает невидимое ультрафиолетовое излучение с длиной волны $\lambda_2 = \lambda/2 = 3472$ Å.

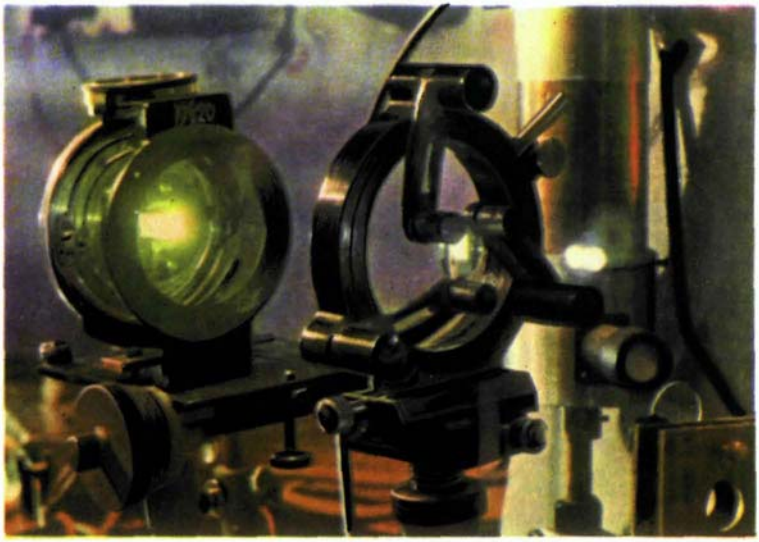
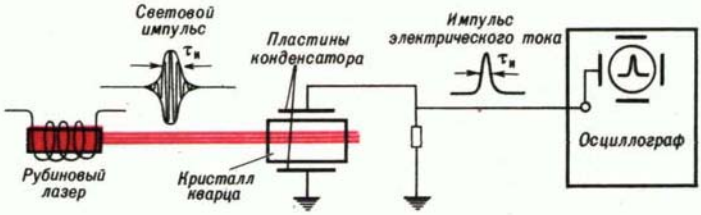
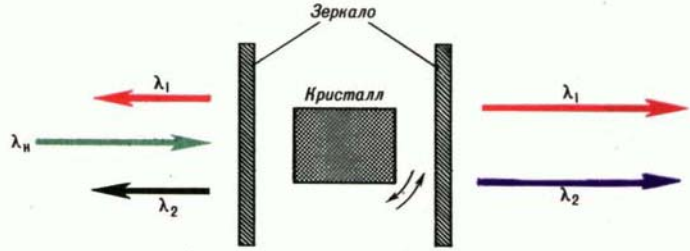


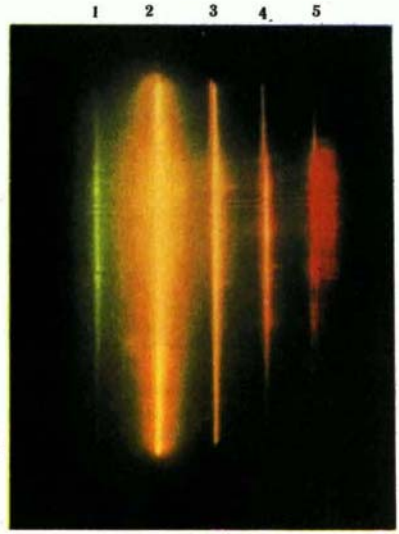
Рис. 4*б*. Установка для удвоения частоты света с помощью лазера на неодимовом стекле. Слева кристалл, в левую грань которого входит невидимое инфракрасное излучение ($\lambda = 10\,600$ Å), а справа выходит видимое излучение гармоники ($\lambda_2 = 5300$ Å). За кристаллом правее расположены фильтр и фокусирующая линза. Интенсивность излучения второй гармоники столь велика (20% от мощности падающей волны), что возможно образование световой искры в воздухе (справа).



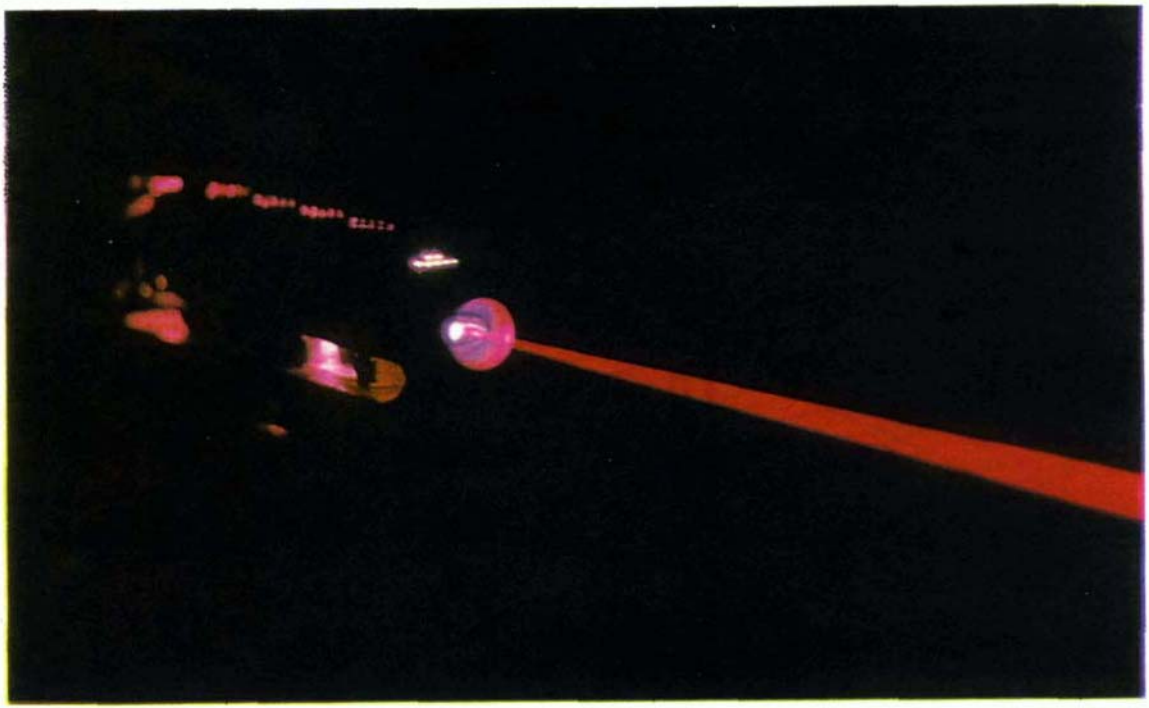
К ст. Нелинейная оптика. Рис. 5. Схема опыта по наблюдению оптического детектирования. Световой пучок рубинового лазера пронизывает кристалл кварца, помещенный в электрический конденсатор. Вследствие детектирования световой импульс лазера возбуждает импульс электрического тока в цепи конденсатора.



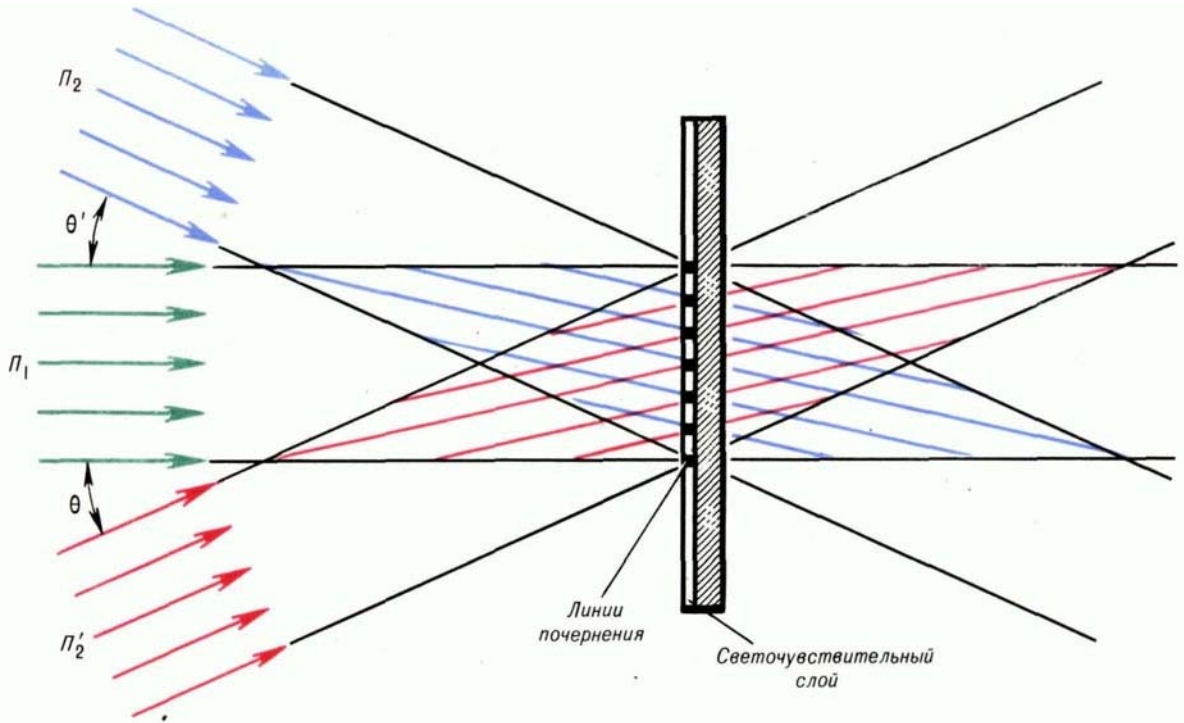
К ст. Нелинейная оптика. Рис. 6. Резонатор с кристаллом KDP возбуждается мощной световой волной накачки с длиной волны $\lambda_н$. При достаточно большой мощности накачки в кристалле возбуждаются колебания с длинами волн λ_1 и λ_2, зависящими от ориентации кристалла.



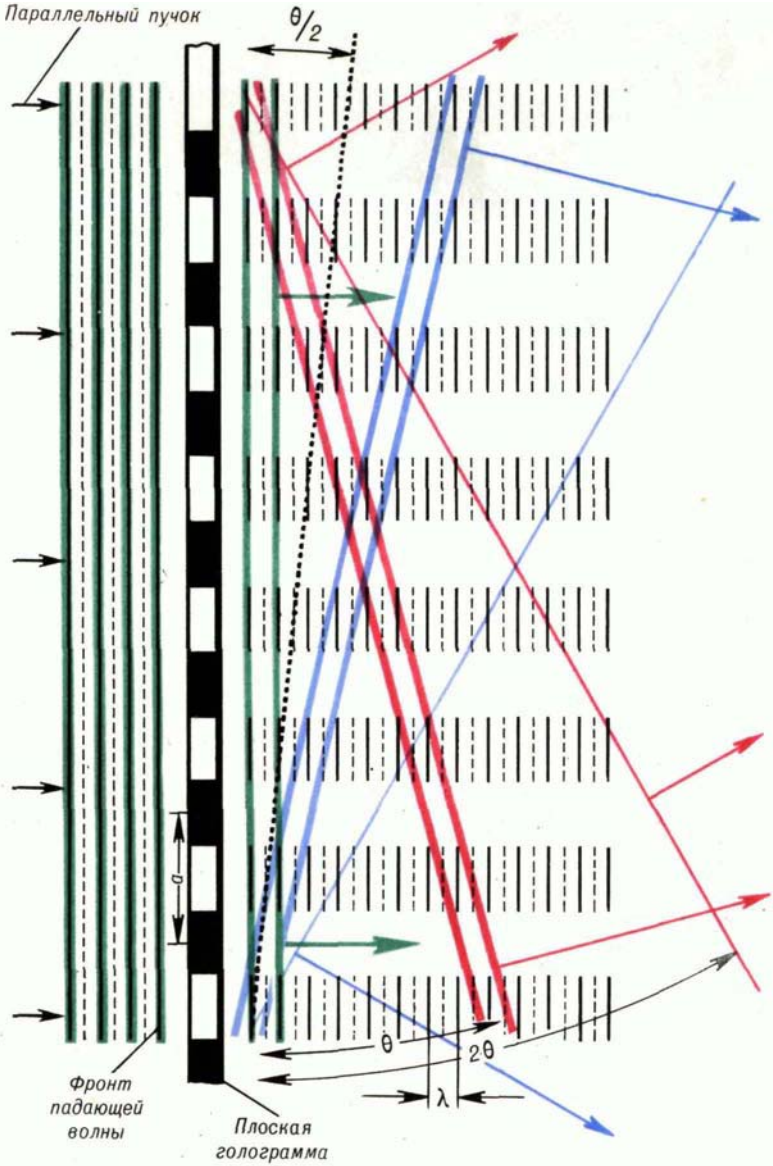
К ст. Нелинейная оптика. Рис. 7. Спектр вынужденного комбинационного рассеяния в бензоле (источник света — удвоитель частоты лазера на неодимовом стекле): *1* — первая антистоксова компонента ($\lambda = 0{,}503$ *мкм*); *2* — удвоенное по частоте излучение лазера (основная линия $\lambda = 0{,}53$ *мкм*); *3* — первая стоксова компонента ($\lambda = 0{,}56$ *мкм*); *4*—вторая стоксова компонента ($\lambda = 0{,}59$ *мкм*); *5*—сложная линия, состоящая из третьей стоксовой компоненты колебания молекулы бензола с частотой 909 $см^{-1}$ и стоксовой компоненты с частотой 3064 $см^{-1}$ и длиной волны $\lambda = 0{,}62$ *мкм* (из-за сильной переэкспозиции линии *2* и *3* потеряли свойственные им цвета).



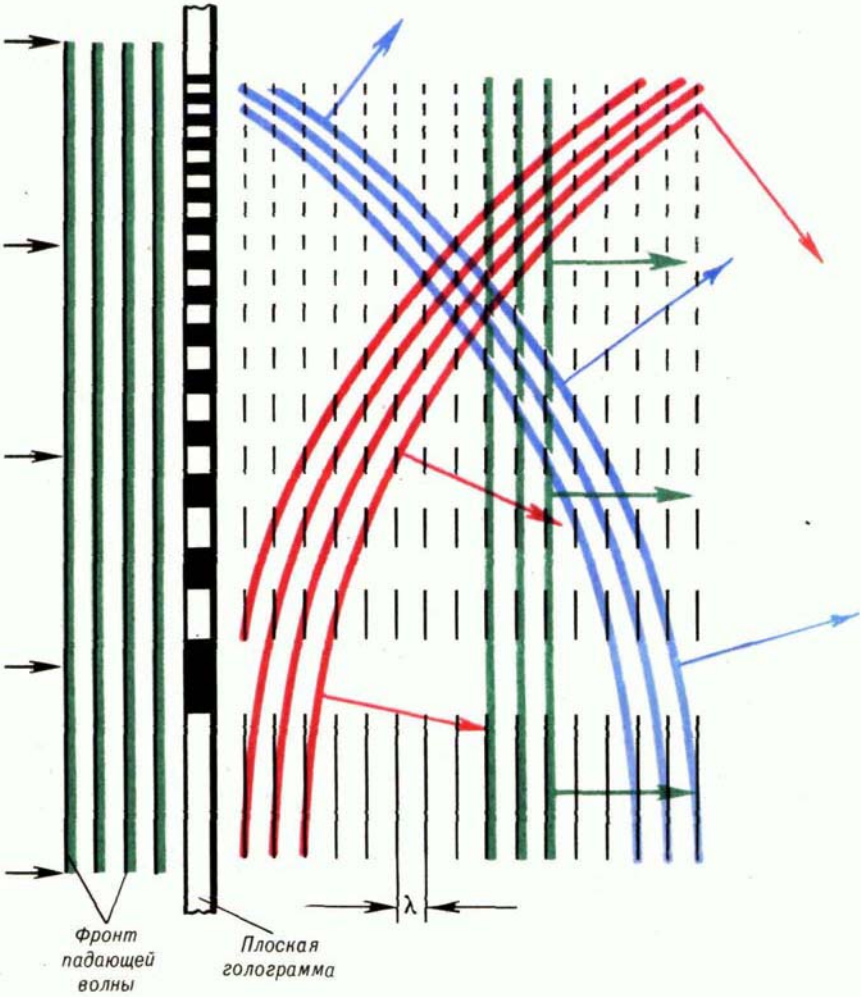
К ст. Газовый лазер. Излучение гелий-неонового лазера.



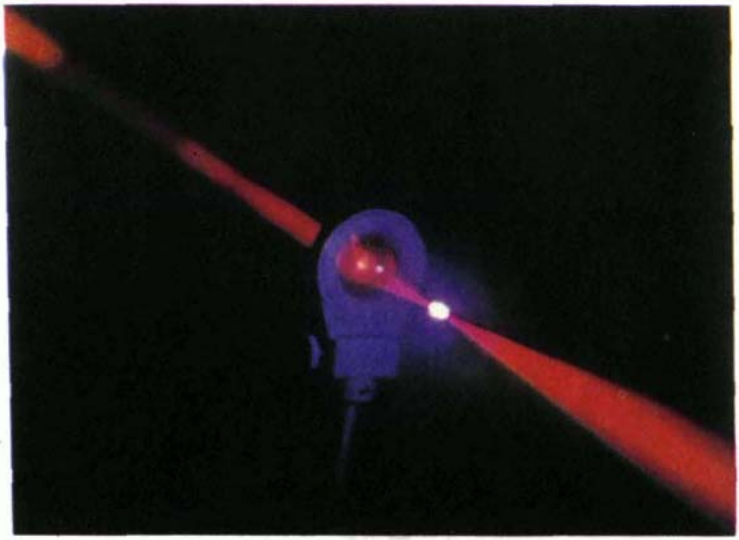
К ст. Голография. Рис. 1. Плоские голограммы, полученные от двух предметных пучков $П_2$ и $П_2^1$, тождественны. Линии наибольшей интенсивности при интерференции пучков $П_1$ и $П_2$ — синие линии; при интерференции пучков $П_1$, $П_2^1$ — красные линии.



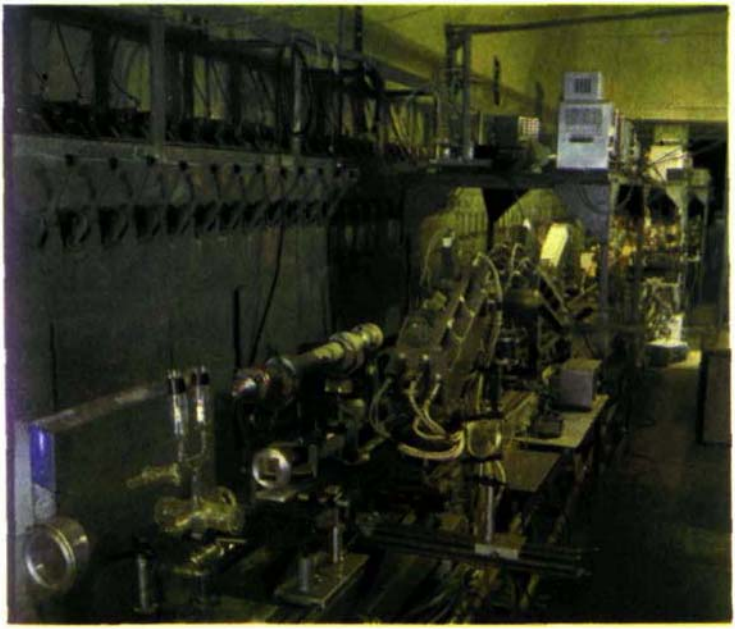
К ст. Голография. Рис. 2. Возникновение вторичных дифракционных пучков света после прохождения параллельного пучка через плоскую голограмму с равномерным чередованием темных и светлых полос. Зеленые линии — плоский фронт опорного пучка, синие и красные — плоские фронты дифракционных пучков. Черные сплошные линии — геометрические места точек, в которых электрические поля вторичных волн E и E' совпадают по фазе, пунктир — геометрическое место точек, где E и E' направлены попеременно то в одну, то в другую сторону.



К ст. Голография. Рис. 3. Образование вторичных сферических волн при прохождении параллельного пучка через голограмму с неравномерно распределенными полосами почернения. Зеленым цветом обозначена плоская падающая волна, синим — волна, образующая мнимое изображение, красным — действительное изображение.

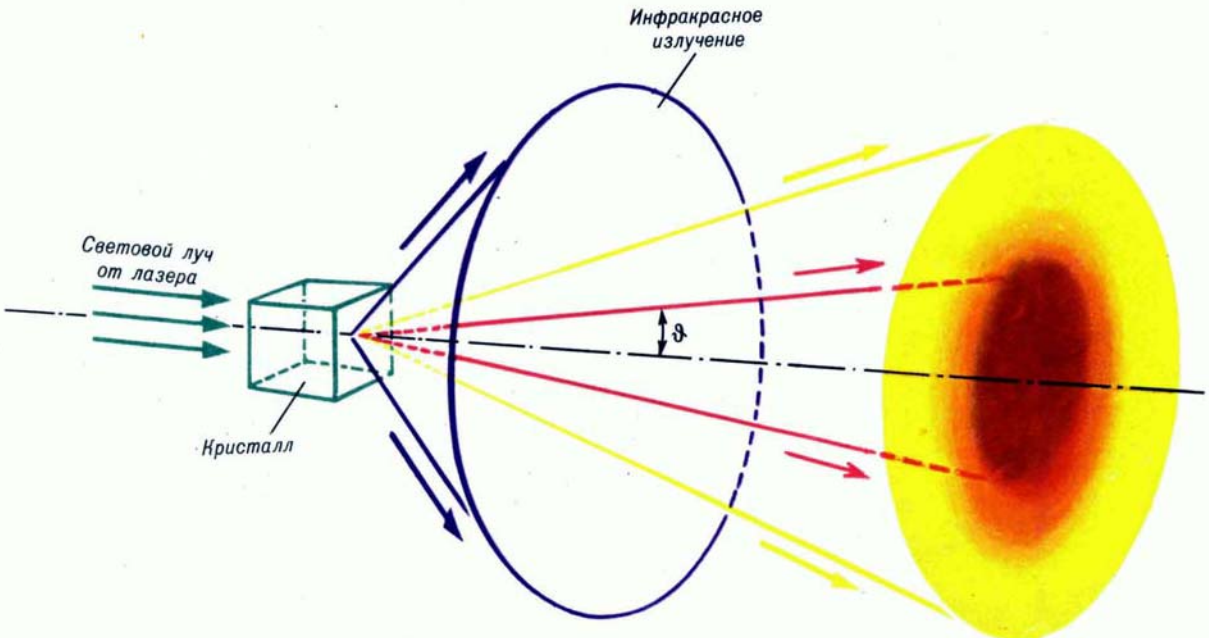


К ст. Лазерное излучение. Рис. 1. В фокусе лазерного пучка образуется сгусток плазмы — искра.

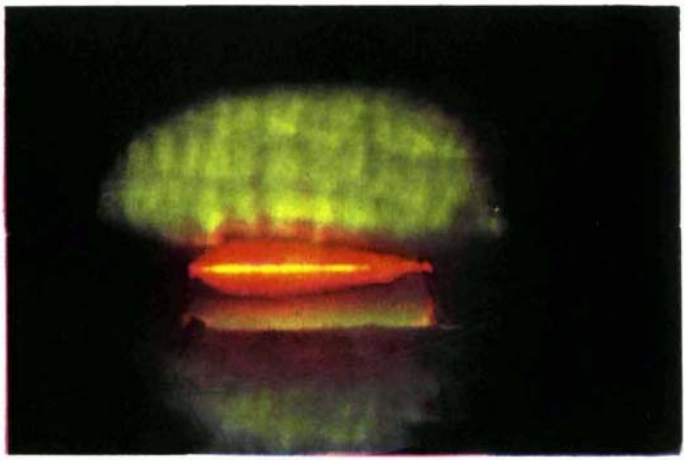


К ст. Лазерное излучение. Рис. 2. Установка для нагревания плазмы с помощью мощного лазера.

К ст. Лазерный гироскоп. Лабораторный лазерный гироскоп

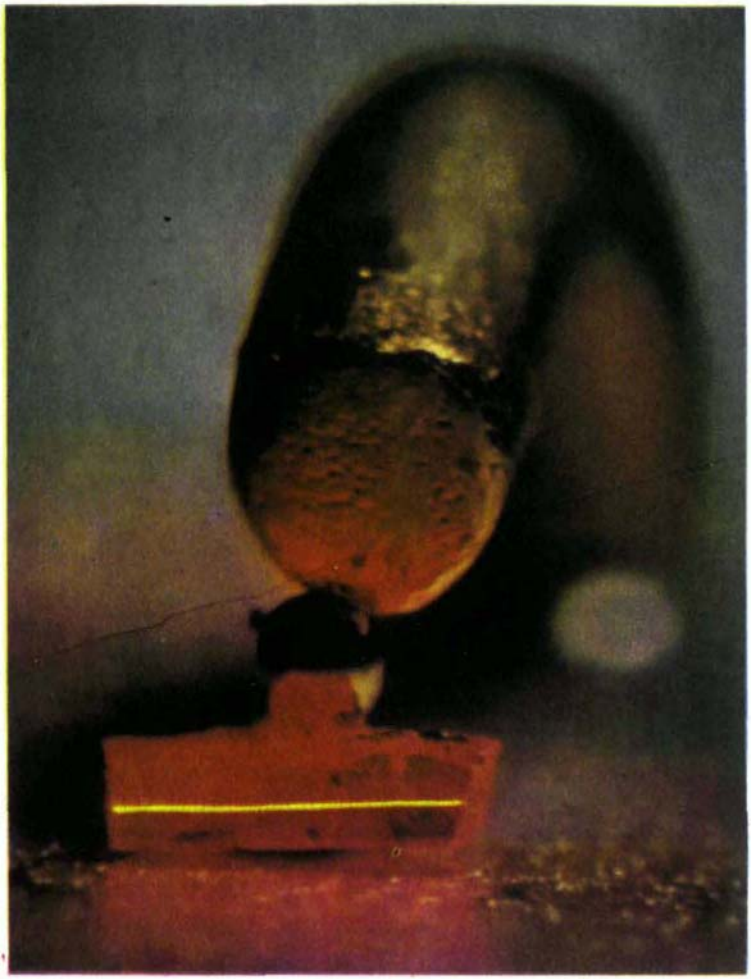


К ст. **Параметрическая люминесценция.** Параметрическая люминесценция отличается от обычной фотолюминесценции зависимостью цвета излучения от направления наблюдения: ϑ — угол между лазерным лучом и направлением наблюдения.

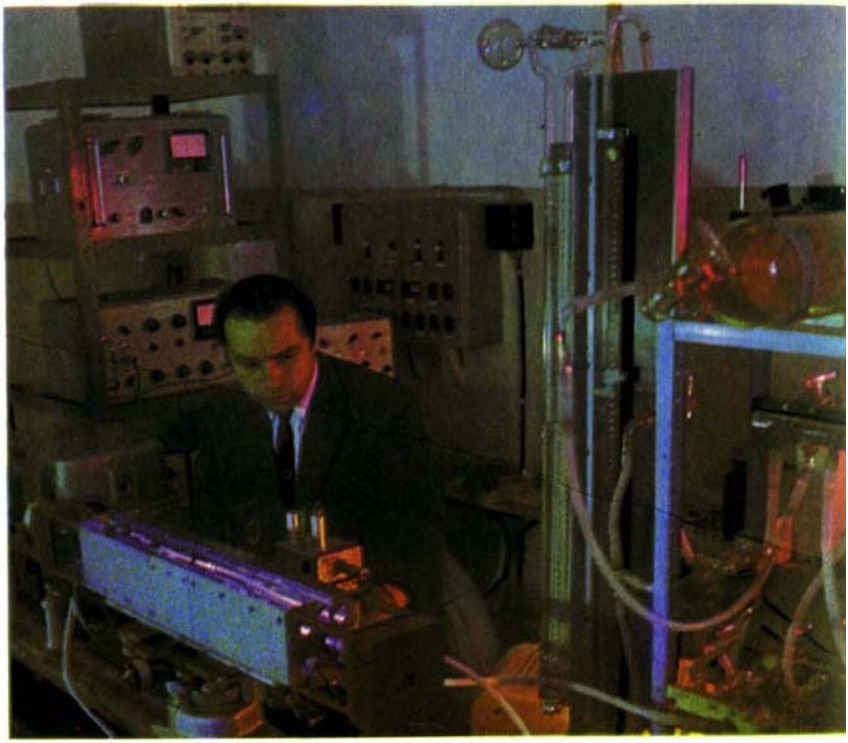


К ст. Полупроводниковый лазер. Рис. 1. Общий вид лазера на p — n-переходе.

К ст. Полупроводниковый лазер. Рис. 2. Светящийся переходный слой инжекционного лазера.



К ст. Полупроводниковый лазер. Рис. 3. Инжекционный лазер на арсениде галлия GaAs (увеличено). Внизу — кристалл GaAs; желтая полоса — излучение переходного слоя (p — n-перехода); сверху — проводник, подающий электрическое смещение на p — n-переход.



К ст. Химический лазер.