

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

С.М.СТАРИКОВСКАЯ

**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.
СЕМИНАРСКИЕ ЗАНЯТИЯ. ЧАСТЬ 2.**

Учебное пособие.

Москва - 2001

С.М.Стариковская. Физические методы исследования. Семинарские занятия. Часть 2: Учебное пособие. – М: изд-е МФТИ, 2001. - 62 с.

В учебном пособии рассмотрены наиболее типичные методы и принципы измерений, используемые в физических лабораториях. В пособии кратко рассматриваются теоретические основы наиболее общих методов измерения, использующихся при изучении физико-химических систем. Пособие состоит из двух частей. В первой части рассмотрены наиболее общие принципы учета погрешностей измерений, измерения электрических сигналов и давлений, во второй – принципы измерения температуры и световых потоков, источники и приемники излучения. Каждая тема сопровождается разбором нескольких наиболее типичных задач и численных оценок. Данное учебное пособие является дополнением к курсу семинаров по физическим методам исследования, читаемому студентам 3 курса факультета молекулярной и биологической физики в 6 семестре.

Оглавление

Введение	4
1 Методы измерения температуры.	6
1.1 Измерения температуры контактными методами.	9
1.1.1 Термометры расширения.	9
1.1.2 Термометры сопротивления	10
1.1.3 Термоэлектрические термометры.	11
1.2 Оптические методы измерения температуры.	13
1.2.1 Равновесное излучение	13
1.2.2 Закон смещения Вина	15
1.2.3 Закон Стефана-Больцмана	16
1.2.4 Радиационные пирометры	17
1.2.5 Яркостные пирометры	18
1.2.6 Цветовые пирометры	20
1.3 Измерение температуры в неравновесных системах.	21
1.3.1 Низкотемпературная неравновесная плазма.	21
1.3.2 Спектральные методы измерения температуры	23
1.3.3 Контрольные вопросы к теме	28
2 Спектроскопия. Методы и приборы.	29
2.1 Источники и приемники излучения.	30
2.2 Источники равновесного излучения	32
2.3 Источники неравновесного излучения	34
2.4 Приемники излучения	36
2.5 Полупроводниковые приемники излучения	39
2.6 Селекция излучения. Диспергирующие элементы.	41
2.6.1 Призма	41
2.6.2 Дифракционная решетка	42
2.6.3 Просветляющие покрытия. Интерференционные фильтры.	44
2.6.4 Интерференционные спектральные приборы	44
2.7 Лазеры как источники излучения.	47
2.7.1 Принцип действия лазера	47
2.7.2 Модовый состав излучения	53
2.7.3 Лазер с модулированной добротностью	56
2.7.4 Синхронизация мод	58
2.7.5 Контрольные вопросы к теме	61

Введение

Курс “Физические методы исследования” рассчитан на 2 семестра. В осеннем семестре студентам 3 курса факультета молекулярной и биологической физики предлагается прослушать курс лекций, семинаров и выполнить 5 лабораторных работ. Цель данного цикла заключается в том, чтобы дать слушателям представление об основных современных методах измерения физических величин: о том, какими приборами измеряют те или иные величины, каковы физические принципы подобных измерений в каждом случае, чем обусловлены разрешение и погрешности в исследуемой системе. Этот курс, по замыслу его основателя Евгения Леонидовича Франкевича, призван служить некоторым переходным звеном от общеинститутских курсов физики и математики к реальной работе в лаборатории.

Опыт приема лабораторных работ в течение нескольких лет показал, что чтения лекций и проведения лабораторных занятий, как правило, недостаточно для глубокого понимания данного предмета. Слушателям нужно почувствовать масштаб величин, научиться делать конкретные численные оценки на основе имеющихся данных, что совершенно необходимо при экспериментальной работе в лаборатории. Предлагаемое пособие дополняет цикл семинаров, прочитанный автором в 2001 году студентам ФМБФ.

Основные разделы цикла семинаров следующие:

1. Методы обработки и учет погрешностей;
2. Измерительные электрические цепи;
3. Методы создания вакуума и измерения давления;
4. Методы измерения температуры;
5. Источники и приемники оптического излучения

Основные разделы соответствуют курсу лекций Е.Л.Франкевича [1]. В первой части пособия добавлен раздел об учете экспериментальных погрешностей, так как, несмотря на обилие лабораторных работ, к третьему курсу студенты не всегда ориентируются в основных причинах погрешностей измерений, пытаются объяснить ошибки измерений, к примеру, “плохими приборами”. Добавлен раздел об измерении электрических сигналов, поскольку в современных лабораториях при измерении количественных характеристик процесса, как правило, используется преобразование различных типов сигналов в электрический сигнал. Во второй части пособия в раздел “Источники и приемники оптического излучения” добавлено более детальное рассмотрение диспергирующих элементов оптических систем и семинар об источниках когерентного излучения.

Каждый из разделов, кроме вводного, рассчитан на 2-3 семинара. В конце каждого семинара оговорен список литературы, которая использовалась при подготовке семинара и которой можно пользоваться для более детального изучения предмета. Раздел завершается контрольными вопросами, которые предлагались студентам для проверки качества усвоения прочитанного материала.

[1]. Франкевич Е.Л. Физические методы исследования: Учебное пособие. – М.: изд. МФТИ, 1986. – 92 с.

Глава 1

Методы измерения температуры.

Цель данного цикла семинаров – обсудить различные методы измерения температур. Говоря о температуре, мы говорим о термодинамической величине, являющейся характеристикой некоторой системы, подчиняющейся законам статистики, и являющейся мерой внутренней энергии системы. Носителями внутренней энергии являются атомы и молекулы тела, энергия которых и определяет температуру системы. В частности, для газообразных тел средняя энергия поступательного движения $\langle E \rangle$ связана с температурой газа выражением

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT, \quad (1.1)$$

где k – постоянная Больцмана. В наиболее общем случае температура определяется как

$$\frac{1}{kT} = \frac{\partial \ln \Omega}{\partial E} = \frac{\partial S}{k \partial E}, \quad (1.2)$$

где $\Omega(E)$ – число доступных состояний системы в малом интервале энергий от E до $E + dE$, $S = k \ln \Omega$ – энтропия системы.

В реальных физических системах температура часто является одним из ключевых параметров в законах, описывающих эти системы.

Действительно, температура входит как параметр

1. в закон распределения молекул по скоростям. Доля молекул, имеющих энергии в интервале от E до $E + dE$, равна (распределение Максвелла):

$$\frac{dN}{N} = \sqrt{\frac{E}{(2\pi kT)^3}} e^{-E/kT} dE,$$

2. в распределение Больцмана (закон, описывающий поведение молекул во внешнем поле, например – в поле тяжести):

$$n(E) = n_0 e^{-E/kT} dE,$$

3. в уравнение состояния идеального газа:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT,$$

4. в закон Кюри, описывающий поведение с температурой магнитной восприимчивости парамагнитной соли μ :

$$\mu = \frac{const}{T},$$

5. в уравнение Найквиста, определяющее интенсивность тепловых шумов на резистивном элементе электрической цепи:

$$\frac{dU^2}{d\nu} = \frac{4hR\nu}{e^{hn/kT} - 1},$$

6. в уравнение Саха, определяющее степень термической ионизации газа α (отношение ионизированных атомов к общему числу атомов):

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{p} \right)^{5/2} e^{-E_i/kT},$$

где m_e – масса электрона, g_i, g_a – статистические веса ионизованных и нейтральных атомов, E_i – энергия ионизации,

и так далее. Собственно, именно подобные зависимости и используются для определения температур в различных системах.

К примеру, в области температур ниже 4.2 К температуру измеряют так называемым магнитным термометром. Магнитный термометр представляет собой две катушки, встречно установленных вдоль оси соленоида. В одну из катушек устанавливают парамагнитный образец, что приводит к изменению индукции в зависимости от температуры образца. Принципиальным ограничением для такого термометра являются температуры, при которых элементарные магнитные моменты атомов начинают взаимодействовать друг с другом. Нижний предел измерения температур подобным устройством составляет около 10^{-2} К.

Температуру измеряют в градусах (по шкале Цельсия, Кельвина или Фаренгейта: $(T[^{\circ}F] = 32 + 1.8T[^{\circ}C])$). Часто высокие температуры бывает удобно измерять в эВ (1 эВ=11610 К). Некоторые типичные температурные точки приведены ниже в Таблице 1.1.

Изменение температуры может существенным образом влиять на свойства системы. Рассмотрим следующую задачу.

Задача 1. Величина колебательного кванта для молекулы J_2 в состоянии $B^3\Pi_u$ составляет $\omega_e = 125 \text{ см}^{-1}$, для молекулы N_2 в состоянии $C^3\Pi_u$ – 2047 см^{-1} . Определить для каждой из молекул соотношение числа молекул на 0 и 1 колебательных уровнях при температурах 20° С и 80° С (1 эВ=11610 К= 8067 см^{-1}).

Решение

Соотношение числа молекул на двух уровнях задается распределением Больцмана:

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{E_V(1)}{kT}}; \quad \frac{n_1}{n_0} = e^{\frac{E_V(0) - E_V(1)}{kT}} \quad (1.3)$$

Энергия молекулы на n -ом колебательном уровне

Таблица 1.1: Некоторые температурные точки

Температура поверхности Солнца	6500 K
Точка кипения вольфрама (W)	5800 K
Точка плавления вольфрама	3650 K
Точка кипения золота (Au)	3090 K
Точка плавления золота	1340 K
Точка кипения свинца (Pb)	2020 K
Точка плавления свинца	600 K
Точка кипения воды (H ₂ O)	373 K
Точка плавления льда	273 K
Точка кипения азота (N ₂)	77 K
Точка плавления азота	63 K
Точка кипения водорода (H ₂)	20.3 K
Точка плавления водорода	13.8 K
Точка кипения гелия (He)	4.2 K

$$E(n) = E_e + E_V(n) \approx E_e + \omega_e(n + \frac{1}{2}) \quad (1.4)$$

тогда разность энергий двух уровней составит

$$E(1) - E(0) = \omega_e = 125 \quad (1.5)$$

Учтем, что $125 \text{ см}^{-1} = 125 \cdot 11610/8067 \approx 180 \text{ K}$. Для азота же $2047 \text{ см}^{-1} = 2047 \cdot 11610/8067 = 2946 \approx 3000 \text{ K}$.

Соотношение уровней для йода

$$\frac{(n_1/n_0)_{t=80^0}}{(n_1/n_0)_{t=20^0}} = e^{-\omega_e(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1})} = e^{-180(\frac{60}{293.353})} \approx e^{-0.1} \approx 0.9 \sim n_0 \quad (1.6)$$

Для азота при тех же температурах

$$\frac{(n_1/n_0)_{t=80^0}}{(n_1/n_0)_{t=20^0}} = e^{-3000(\frac{60}{293.353})} \approx e^{-1.74} \approx 0.17 \ll n_0 \quad (1.7)$$

отсюда следует, что при конструировании термометров всегда нужно рассматривать отклик среды на изменение температуры.

Системы могут быть равновесными и неравновесными. Под равновесными понимают системы, температура которых одинакова для всех включенных в систему подсистем. В случае, когда температуры отдельных подсистем не равны друг другу, система называется неравновесной. один из наиболее типичных примеров – плазма тлеющего разряда, в которой, как правило, выполняется условие:

$$T_g \ll T_v \ll T_e, \quad (1.8)$$

где T_g , T_v и T_e – температура газа, колебательных степеней свободы и электронов соответственно. Физические причины существования подобны системы рассмотрим позже, а сейчас обсудим способы контроля температуры в равновесной системе. Методы контроля температуры делят на два больших класса: контактные и бесконтактные.

1.1 Измерения температуры контактными методами.

Внутри первого из классов выделяют в отдельную группу так называемые термометры расширения.

1.1.1 Термометры расширения.

Дилатометрические термометры основаны на измерении разности удлинения двух стержней, изготовленных из материала с различным коэффициентом линейного расширения. Изменение длины твердого тела под действием температуры запишется как:

$$L_i = (L_0)_i(1 + \alpha_i T) \quad (1.9)$$

Пусть длины стержней при низкой температуре одинаковы и равны L_0 . Тогда разность длин при конечной температуре T_f составит:

$$L_2^f - L_1^f = L_0(1 + \alpha_2 T_f) - (L_0)(1 + \alpha_1 T_f) = L_0(\alpha_2 - \alpha_1)T_f \quad (1.10)$$

Аналогично, разность длин при начальной температуре

$$L_2^i - L_1^i = L_0(\alpha_2 - \alpha_1)T_i \quad (1.11)$$

Отсюда

$$\Delta L_\Sigma = \Delta L_f - \Delta L_i = L_0(\alpha_2 - \alpha_1)(T_f - T_i), \quad (1.12)$$

или

$$\frac{\partial L}{\partial T} = L_0(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1.13)$$

Обычно один из стержней изготавливают в виде трубки с закрытым концом из жаропрочного металла, а второй – в виде цилиндрического стержня, расположенного вдоль оси трубки. Подобные термометры работают в диапазоне от -30°C до 1000°C .

Задача 2. Длина чувствительной части дилатометрического термометра при комнатной температуре составляет $L_0 = 50$ см, трубка изготовлена из хромоникелевой стали ($\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$), а стержень – из кварца (температура размягчения около 1000°C , $\alpha_1 = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} = 0.06 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$). Найти разность удлинений стержней при $T = 400^\circ \text{C}$.

Решение

Разность удлинений составит

$$\Delta L = L_0(\alpha_2 - \alpha_1)T \approx 50 \cdot 2 \cdot 10^{-5} \cdot 300 \approx 0.3 \text{ см} = 3 \text{ мм} \quad (1.14)$$

Аналогичным образом работают **биметаллические термометры**, чувствительной частью которых является биметаллическая пластина. Она состоит из двух равных по толщине пластин из металлов или сплавов с различными коэффициентами линейного расширения. При изменении температуры такой пластины она деформируется, что и регистрируется прибором.

Жидкостно-стеклянные термометры используют в широком диапазоне температур, в зависимости от коэффициента линейного расширения, температуры кипения и давления насыщенных паров рабочей жидкости. Скажем, заполнение ртутного термометра азотом высокого давления дает возможность существенно расширить (почти в два раза) верхний предел измерения температуры. Примеры температурных зависимостей приведены в Таблице 1.2

Таблица 1.2: Диапазоны работы жидкостно-стеклянных термометров

Рабочая жидкость	$t_{min}, ^\circ C$	$t_{max}, ^\circ C$
Ртуть	-35	+350(+750)
Этиловый спирт	-80	+70
Пентан	-200	20

Принцип работы таких термометров основан на увеличении объема жидкости с температурой:

$$V = V_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (1.15)$$

С другой стороны, приращение объема равно

$$\Delta V = \frac{\pi d^2}{4} \Delta l, \quad (1.16)$$

откуда получим:

$$\frac{\pi d^2}{4} \Delta l = V_0 \alpha \Delta T; \quad \frac{\Delta l}{\Delta T} = \frac{4V_0 \alpha}{\pi d^2} \quad (1.17)$$

Задача 3. Коэффициент объемного расширения ртути составляет $\alpha = 0.00018 \text{ K}^{-1}$. Задав типичный начальный объем ртути и диаметр капилляра, сосчитать, какой длине столбика ртути соответствует изменение температуры на $\Delta T = 0.1^\circ$ в обычном медицинском градуснике.

Решение

Предлагается рассмотреть задачу самостоятельно.

1.1.2 Термометры сопротивления

Распространенный класс термометров – термометры сопротивления, основанные на том, что у определенного элемента электрической цепи сопротивление может зависеть от температуры. Чувствительный элемент такого преобразователя может быть как металлом, так и полупроводником. Материалы, предназначенные для чувствительных элементов датчиков термосопротивления, должны, во-первых, иметь стабильную и хорошо воспроизводимую зависимость сопротивления от температуры и высокий термический коэффициент сопротивления α :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \quad (1.18)$$

Диапазон рабочих температур подобных преобразователей составляет от -200 до +420 $^\circ$ C, а точность определения температуры может достигать ± 0.02 K.

Наиболее распространенный материал для термометров сопротивления – чистая платина. Платиновую проволочку диаметром 0.05-0.5 мм, в зависимости от

измеряемого диапазона температур, помещают в кварцевую пробирку, которую затем наполняют сухим воздухом и герметизируют. Стабильность подобных датчиков зависит, во-первых, от осаждения на поверхности платины оксида PtO_2 ; во-вторых, от механических напряжений, возникающих при циклическом нагреве.

При быстроменяющихся температурах применяют пленочные термосопротивления с толщиной платиновой пленки до нескольких микрон. Термический коэффициент сопротивления для таких пленок ниже, чем для проволоочки, и составляет величину порядка $3.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Для чувствительных элементов подобных датчиков используют также медь, вольфрам, никель. В области низких температур (ниже -50°C) используют свинец (до 7.2 К) или индий (до 3.4 К), термический коэффициент сопротивления которых при низких температурах достаточно высок.

Аналогичные датчики на основе полупроводниковых материалов называют **термисторами**. Зависимость сопротивления термисторов от температуры более резкая и описывается уравнением

$$R_T = A \exp(B/T) \quad (1.19)$$

Подобная зависимость объясняется, с одной стороны, ростом числа носителей зарядов как $T^{3/2} \exp(-E/2kT)$, где E – энергия активации, с другой – изменением подвижности носителей заряда как $T^{-3/2}$.

Известны полупроводниковые материалы, в которых при низких температурах (несколько выше точки Кюри) рост температуры вызывает рост сопротивления материала. Это связано с перестройкой его внутренней структуры. Как правило, это материалы из класса полупроводниковой полукристаллической керамики и их сопротивление определяется в основном сопротивлением границ зерен. Термосопротивления на основе таких материалов называются позисторами. Их термический коэффициент сопротивления невелик. Для титаната бария, к примеру (BaTiO_3), он составляет 0.02-0.2 1/К.

1.1.3 Термоэлектрические термометры.

Термоэлектрическими называют группу физических явлений, определяющих взаимосвязь термодинамических и электрических процессов в проводниках. Это эффекты Зеебека, Томсона и Пельтье, описывающие нарушение теплового равновесия в потоке зарядов.

Эффект Зеебека заключается в появлении разности потенциалов ϵ_{AB} на границе контакта двух проводников из-за диффузии зарядов (рис.1.1). При этом контактная разность потенциалов зависит от температуры, поскольку температура определяет скорость диффузии:

$$D_e \frac{dn}{dx} - en\mu \frac{dV}{dx} = 0; \quad \frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (1.20)$$

В итоге для контактной разности потенциалов получим

$$\Delta V = \frac{kT}{e} \ln n_2 n_1 \quad (1.21)$$

при неравенстве температур на концах проводника в проводнике возникает поток носителей от горячего конца проводника к холодному, и на холодном конце проводника копится электрический заряд. Эта термоЭДС называется термоЭДС Томсона (σ_a , σ_B на рис.1.1).

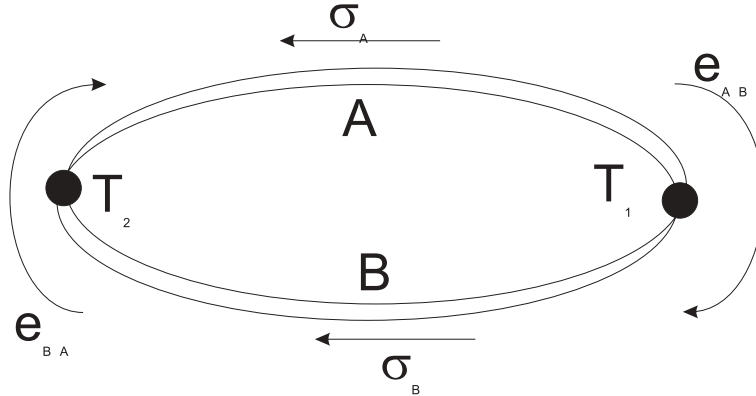


Рис. 1.1: Возникновение термоЭДС.

Суммарное действие эффектов Зеебека и Томсона приводит к тому, что интегральная ЭДС в цепи двух разных однородных проводников A и B определится как

$$E_{AB}(T_1, T_2) = e_{AB}(T_1) + e_{BA}(T_2) + \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_A - \sigma_B) dT \quad (1.22)$$

Эффект Пельтье заключается в том, что если через электрический контакт двух проводников протекает ток I , то в зоне контакта выделяется или поглощается количество тепла, пропорциональное току.

Если термопара составлена из двух идеально однородных проводников, то ее ЭДС не зависит ни от сечения, ни от длины проводников, а зависит только от температуры в месте контакта.

При применении термопары для измерения температур один спай помещают в термостат с фиксированной температурой T_1 , а температуру второго T_2 измеряют посредством измерения ЭДС.

Пределы измерений термопарными преобразователями составляют от -200 до 1800°C .

Рекомендуемая литература

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т.2,3. Термодинамика, Электричество. М.: "Наука. Физматлит."
2. А.Н.Гордов, О.М Жагулло, А.Г.Иванова. Основы температурных измерений. М.: "Энергоатомиздат", 1992.
3. Физические величины. Справочник. М.: "Машиностроение", "Энергоатомиздат", 1991.
4. Е.Л.Франкевич. Физические методы исследования. М., МФТИ. 1986.

1.2 Оптические методы измерения температуры.

В переводе с греческого “pyr” означает “огонь”, “metreo” – “измеряю.” Под термином “пирометрия” объединяют совокупность методов бесконтактного (оптического) измерения температуры, основанных на контроле теплового излучения тел. Интенсивность теплового излучения резко падает с температурой, поэтому при температурах ниже 1000^0C пирометры применяются в качестве вспомогательного средства измерений. При более высоких температурах они становятся главными, а при $T > 3000^0\text{C}$ – практически единственными средствами измерения.

Основное условие применимости метода пирометрии заключается в том, что излучение тела должно быть тепловым, то есть его излучение не должно зависеть от природы тела и описываться формулой Планка. Как правило, нагретые до высоких температур твердые тела и жидкости подчиняются этому условию, что же касается газов, в каждом частном случае необходима проверка данного условия. Так, излучение однородного слоя плазмы будет описываться формулой Планка в случае, когда распределения молекул, атомов, ионов и электронов плазмы по скоростям – Максвелловские, заселенности возбужденных уровней подчиняются закону Больцмана, причем во всех распределениях температура одна и та же. Такое состояние плазмы называется термическим равновесием. При этом, помимо вышеперечисленных условий, необходимо, чтобы плазма была пространственно однородной. Детали измерения температур в неравновесных средах будут рассмотрены в следующем семинаре, а сейчас вернемся к описанию равновесного излучения.

1.2.1 Равновесное излучение

Равновесное излучение характеризуется сплошным спектром излучения, а распределение яркости излучения по длинам волн задается, как было отмечено выше, формулой Планка. Выведем эту формулу. Рассмотрим атомную систему с двумя энергетическими уровнями. Пусть система находится в термодинамическом равновесии. Это означает, что все прямые процессы скомпенсированы обратными. Согласно Эйнштейну, возможны 3 типа оптических переходов между уровнями (рис. 1.2): спонтанное излучение с вероятностью A_{21} , вынужденное излучение с вероятностью $B_{21}u_\nu$ и поглощение.

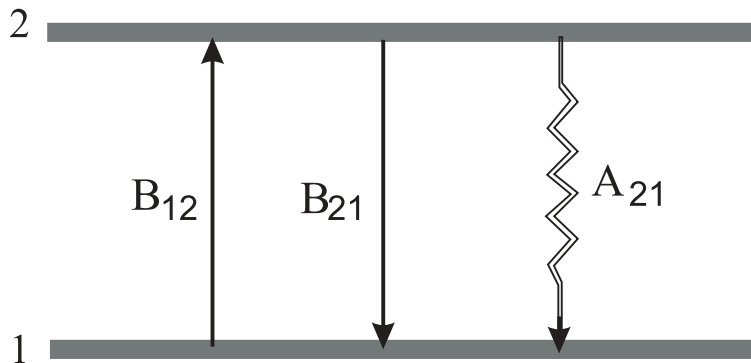


Рис. 1.2: Двухуровневая система.

Задача 1.

Рассмотрев двухуровневую систему с учетом процессов поглощения, вынужденного и спонтанного испускания, получить выражение для спектрального распределения яркости излучения при термодинамическом равновесии в системе (формулу Планка). Учесть: 1) что в равновесии соотношение между заселенностями состояний выражается формулой Больцмана ($N_2/N_1 = g_2/g_1 e^{-h\nu/kT}$); 2) что в классическом пределе (при $h\nu \ll kT$) спектральное распределение плотности излучения дается формулой Рэлея – Джинса $u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$.

Решение

Заселенность верхнего уровня

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}u_\nu N_1 - B_{21}u_\nu N_2 - A_{21}N_2 = 0$$

$$(A_{21} + B_{21}u_\nu)N_2 = B_{12}u_\nu N_1$$

С учетом формулы Больцмана

$$u_\nu = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2};$$

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{g_1 B_{12} e^{h\nu/kT} / g_2 - B_{21} N_2}.$$

Получим соотношение между коэффициентами Эйнштейна.

Устремим $T \rightarrow \infty$. Поскольку в данном случае мы подводим к телу бесконечную мощность, спектральная плотность излучения тоже должна стремиться к ∞ .

Следовательно (с учетом того, что $e^{h\nu/kT} \rightarrow 1$), получим для B_{12} и B_{21} :

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$$

Тогда

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}(e^{h\nu/kT} - 1)}.$$

Теперь рассмотрим другой предел – по частоте. При $\nu \rightarrow 0$ справедливо $h\nu \ll kT$. В этом пределе справедлива классическая формула Рэлея – Джинса и то, что $e^{h\nu/kT} \approx 1 + h\nu/kT$. Следовательно,

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21}$$

В конечном итоге для спектральной плотности излучения получим

Ответ:

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)}$$

Выпишем формулу Планка через длины волн:

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} d\nu; \quad d|\nu| = d\left(\frac{c}{|\lambda|}\right) = \frac{cd\lambda}{\lambda^2}; \quad (1.23)$$

$$u_\lambda d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{(e^{hc/kT\lambda} - 1)} d\lambda \quad (1.24)$$

Собственно говоря, именно формула Планка, определяющая спектральную плотность энергии теплового излучения в зависимости от температуры равновесной среды, и является, с точки зрения физика-исследователя, основной формулой пирометрии.

В классическом пределе (при малых частотах $h\nu \ll kT$, т.е. при больших длинах волн) формула Планка переходит в формулу Рэлея – Джинса:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (1.25)$$

При больших частотах ($h\nu \gg kT$) она переходит в формулу Вина

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/kT} \quad (1.26)$$

1.2.2 Закон смещения Вина

Пользуясь последней формулой, найдем зависимость длины волны, в которой спектральная плотность излучения максимальна, от температуры (закон смещения Вина).

Задача 2.

В пределе больших частот получить выражение для закона смещения Вина. Рассчитать длину волны, при которой максимально тепловое излучение тел, нагретых до температуры 300, 1000 и 6000 К. Сопоставить $h\nu$ на данной длине волны с kT . Постоянная Планка $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, постоянная Больцмана $k = 1.4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Решение

Возьмем производную от выражения 1.26 и приравняем ее нулю:

$$\frac{\partial u_\nu}{\partial \nu} = \frac{8\pi h}{c^3} (3\nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT}} - \frac{h\nu^3}{kT} e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \quad (1.27)$$

$$3\nu^2 - \frac{h\nu^3}{kT} = 0; \quad 3 - \frac{h\nu}{kT} = 0 \quad (1.28)$$

$$\frac{hc}{\lambda} = 3kT \quad (1.29)$$

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{3kT} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{3 \cdot 1.4 \cdot 10^{-23} T} = \frac{4.7 \cdot 10^{-3}}{T} \quad (1.30)$$

На самом деле более аккуратный подсчет дает

$$\lambda_{max} \approx \frac{3 \cdot 10^{-3}}{T} \quad (1.31)$$

Для заданных температур

$$\lambda_{max}|_{300K} \approx \frac{3 \cdot 10^{-3}}{300} = 10^{-5} = 10 \text{ } \mu\text{m} \quad (1.32)$$

$$\lambda_{max}|_{1000K} \approx \frac{3 \cdot 10^{-3}}{1000} = 3 \cdot 10^{-6} = 3 \text{ } \mu\text{m} \quad (1.33)$$

$$\lambda_{max}|_{6000K} \approx \frac{3 \cdot 10^{-3}}{6000} = 5 \cdot 10^{-7} = 500 \text{ nm} \quad (1.34)$$

Вычислим kT [Дж]:

$$kT|_{300K} = 1.4 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \approx 4.2 \cdot 10^{-21} \quad (1.35)$$

$$kT|_{1000K} = 1.4 \cdot 10^{-23} \cdot 1000 \approx 1.4 \cdot 10^{-20} \quad (1.36)$$

$$kT|_{6000K} = 1.4 \cdot 10^{-23} \cdot 6000 \approx 8.4 \cdot 10^{-20} \quad (1.37)$$

Сопоставим с $h\nu = hc/\lambda_{max}$:

$$\frac{hc}{\lambda_{max}}|_{300K} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{10^{-5}} = \frac{2 \cdot 10^{-25}}{10^{-5}} = 10^{-20} > 4.2 \cdot 10^{-21} \quad (1.38)$$

$$\frac{hc}{\lambda_{max}}|_{1000K} = \frac{2 \cdot 10^{-25}}{3 \cdot 10^{-6}} = 7 \cdot 10^{-20} > 1.4 \cdot 10^{-20} \quad (1.39)$$

$$\frac{hc}{\lambda_{max}}|_{6000K} = \frac{2 \cdot 10^{-25}}{0.5 \cdot 10^{-6}} = 4 \cdot 10^{-19} > 8.4 \cdot 10^{-20} \quad (1.40)$$

Таким образом, при росте температуры максимум спектральной плотности излучения ощутимо сдвигается в область меньших длин волн.

1.2.3 Закон Стефана-Больцмана

Если функцию Планка проинтегрировать по всем частотам

$$\int_0^\infty u_\nu d\nu = \int_0^\infty \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} d\nu, \quad (1.41)$$

мы получим соотношение между температурой и суммарной мощностью излучения.

Задача 3.

Энергия излучения, испускаемая поверхностью единичной площади за единицу времени в единичном диапазоне длин волн, равна $\rho_\nu = u_\nu c/4$, где u_ν — энергия излучения в единице объема. Получить значение постоянной Стефана-Больцмана, зная, что интеграл

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{(e^x - 1)} dx = \frac{\pi^4}{15}, \quad (1.42)$$

Решение

Вернемся к интегрированию функции Планка. Выражение 1.41 имеет вид

$$A \int_0^{\infty} \frac{x^3}{(e^{ax} - 1)} dx, \quad (1.43)$$

где $A = 8\pi h/c^3$, $a = h/kT$. Тогда, по условию задачи,

$$\int_0^{\infty} u_{\nu} d\nu = A \frac{\pi^4 (kT)^4}{15h^4} = aT^4, \quad a = \frac{A\pi^4 k^4}{15h^4} \quad (1.44)$$

$$\sigma = \frac{ac}{4} = \frac{c}{4} \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \quad (1.45)$$

Найдем численное значение:

$$\sigma = \frac{2 \cdot (3.14)^5 (1.4 \cdot 10^{-23})^4}{15 (6.6 \cdot 10^{-34})^3 (3 \cdot 10^8)^2} \approx 6 \cdot 10^{-8} \quad (1.46)$$

Ответ: На самом деле постоянная Стефана - Больцмана $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴), что очень близко к полученному в задаче значению.

1.2.4 Радиационные пирометры

Собственно говоря, все пирометры – это приборы для измерения температуры, основанные на соотношении Планка, на законе Стефана-Больцмана или же на законе смещения Вина.

Пирометры, основным принципом работы которых является измерение интегрального потока теплового излучения, испускаемого нагретым телом, называются радиационными, или энергетическими пирометрами (они же – прирômetros полного излучения). Поскольку редко речь идет об измерении температуры абсолютно черных тел, измеренная энергия является энергией, описываемой законом Стефана-Больцмана, с точностью до постоянной a , так что

$$E_{meas} = a\sigma T_{real}^4 = \sigma T_{rad}^4 \quad (1.47)$$

Тогда истинная температура тела равна

$$T_{real} = \frac{T_{rad}}{\sqrt[4]{a}} \quad (1.48)$$

Таким образом, радиационной температурой называется условная температура нечерного тела, численной равная такой температуре черного тела, при которой их энергии излучения, проинтегрированные по всему спектральному диапазону, равны. Величину $a(T)$ при этом называют интегральным коэффициентом теплового излучения тела.

Задача 4.

Интегральный коэффициент теплового излучения окисленного алюминия составляет $a = 0.008$ при 50 К и $a = 0.062$ при 800 К. Во сколько раз отличается реальная температура T_{real} от радиационной, то есть измеряемой T_{rad} ?

Решение

При температуре 50 К

$$\frac{T_{real}}{T_{rad}} = \frac{1}{\sqrt[4]{a}} = \frac{1}{\sqrt[4]{0.008}} = 3.3 \quad (1.49)$$

При температуре 800 К

$$\frac{T_{real}}{T_{rad}} = \frac{1}{\sqrt[4]{a}} = \frac{1}{\sqrt[4]{0.062}} = 2 \quad (1.50)$$

Задача 5.

Предел чувствительности болометра (теплового неселективного фотоприемника, работающего на принципе зависимости сопротивления термочувствительного элемента от температуры) с площадью приемной площадки 1 см^2 составляет 10^{-9} Вт. Болометр расположен на расстоянии 1 м от шарика из окисленного алюминия радиусом 1 мм. Интегральный коэффициент теплового излучения окисленного алюминия при 800 К составляет $a = 0.062$. Можно ли таким болометром зарегистрировать тепловое излучение шарика? Можно ли зарегистрировать тепловое излучение данного шарика при 50 К ($a = 0.008$)?

Решение

Тепловой поток с единицы поверхности шарика равен

$$W_0 = a\sigma T^4 = 0.062 \cdot 5.7 \cdot 10^{-8} \cdot (800)^4 = 1.4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2 \quad (1.51)$$

На сфере радиусом 1 м тепловой поток уменьшится в соответствии с законом площадей:

$$W = W_0 \frac{r^2}{R^2} = W_0 \frac{0.001^2}{1^2} = 10^{-4} W_0 = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}^2 \quad (1.52)$$

Поток через приемную площадку

$$W_S = W \cdot S = 1.4 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-2} = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ Вт} \quad (1.53)$$

Сигнал окажется на 2 порядка выше предела чувствительности, то есть его легко можно зарегистрировать.

При 50 К значение W_0 равно

$$W_0 = a\sigma T^4 = 0.008 \cdot 5.7 \cdot 10^{-8} \cdot (50)^4 \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}^2, \quad (1.54)$$

то есть на 6 порядков меньше. Тогда поток через приемную площадку будет $\sim 10^{-12}$ Вт, что гораздо ниже чувствительности болометра.

можно, руководствуясь приведенным выше соображениями, оценить нижний предел измеряемой температуры для данной системы.

1.2.5 Яркостные пирометры

Определять температуру из интегрального энергетического измерения не всегда очень удобно. К примеру, часть спектра может перекрываться линиями поглощения среды, расположенной между источником теплового излучения и

приемником. Кроме того, калибровка тепловых приемников в интегральных пирометрических системах – достаточно сложная задача. Из формулы Планка очевидно, что одного абсолютного измерения спектральной плотности на фиксированной длине волны, в принципе, достаточно для определения температуры.

Название “яркостный” такой пирометр получил исторически, иногда их называют еще пирометрами сравнения. Применяются такие пирометры, как правило, в диапазоне температур 1000-10000 К. Наиболее простой принцип действия подобного пирометра заключается в том, что действительное изображение светящегося объекта создается объективом в плоскости нити специальной лампы накаливания (источника сравнения). Лампа накаливания предварительно прокалибрована с помощью абсолютно черного тела, так что известно, какой температуре соответствует значение тока через лампу. Наблюдатель рассматривает с помощью окуляра изображение нити лампы на фоне изображения объекта через селективный светофильтр, меняя ток через лампу. В момент, когда изображение нити становится невидимым на фоне изображения объекта, регистрируется ток накала, и полученное значение соотносится с температурой абсолютно черного тела. Зарегистрированная таким образом температура носит название яркостной.

Поток излучения с единицы площади на определенной длине волны в приближении закона Вина равен

$$u_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda} \quad (1.55)$$

$$u_\lambda = \varepsilon \frac{8\pi hc}{\lambda^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda} \quad (1.56)$$

Яркостной температурой называется условная температура нечерного тела, численно равная такой температуре черного тела, при которой их яркости в данном спектральном диапазоне равны. Величину $\varepsilon(T, \lambda)$ при этом называют спектральным коэффициентом теплового излучения тела.

$$e^{-hc/kT_{meas}\lambda} = \varepsilon(T, \lambda) e^{-hc/kT_{real}\lambda}; \quad (1.57)$$

$$\frac{1}{T_{meas}} = \frac{1}{T_{real}} + \frac{\lambda}{A} \cdot \ln \varepsilon(T, \lambda), \quad (1.58)$$

где $A = 0.014$ м·К. К примеру, для алюминия на длинах волн 600-700 нм спектральный коэффициент теплового излучения равен $\varepsilon \approx 0.1$.

Задача 6.

В яркостном пирометре область сравнения выделяется с одной стороны видимым диапазоном излучения, с другой – светофильтром. Какую область следует выделять для измерения более низких температур – с синей или красной стороны спектра?

Решение

С красной, поскольку, согласно закону смещения Вина, $\lambda_{max} \sim 1/T$. Следовательно, при более низких температурах максимум будет смещаться в сторону больших длин волн.

1.2.6 Цветовые пирометры

Из формулы Планка следует, что соотношение интенсивностей теплового излучения на двух длинах волн однозначным образом зависит от температуры. Действительно,

$$\frac{u_{\lambda_1}}{u_{\lambda_2}} = \frac{\frac{8\pi hc}{(\lambda_1)^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda_1}}{\frac{8\pi hc}{(\lambda_2)^5} e^{-hc/kT_{meas}\lambda_2}} \quad (1.59)$$

и, если точно такое же соотношение получается в измерениях, то

$$\frac{u_{\lambda_1}}{u_{\lambda_2}} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T) \frac{8\pi hc}{(\lambda_1)^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda_1}}{\frac{\varepsilon(\lambda_2, T) 8\pi hc}{(\lambda_2)^5} e^{-hc/kT_{real}\lambda_2}} \quad (1.60)$$

сопоставление выражений (1.59) и (1.60) дает для так называемой цветовой температуры T_{meas} :

$$\frac{1}{T_{meas}} = \frac{1}{T_{real}} + \frac{1}{A} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \quad (1.61)$$

Большим преимуществом цветовой пирометрии является то, что для серого тела (то есть для тела, у которого форма зависимости u_ν) совпадает с абсолютно черным телом, она дает абсолютное значение температуры.

Таким образом, мы рассмотрели три основных класса пирометров, определяющих радиационную, яркостную и цветовую температуры тел.

Рекомендуемая литература

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т.2,3. Термодинамика, Электричество. М.: “Наука. Физматлит.”
2. А.Н.Гордов, О.М Жагулло, А.Г.Иванова. Основы температурных измерений. М.: “Энергоатомиздат”, 1992.
3. Физические величины. Справочник. М.: “Машиностроение”, “Энергоатомиздат”, 1991.
4. Е.Л.Франкевич. Физические методы исследования. М., МФТИ. 1986.
5. Л.З.Криксунов. Справочник по основам инфракрасной техники. М., Советское радио. 1978.

1.3 Методы измерения температуры в неравновесных системах.

1.3.1 Низкотемпературная неравновесная плазма.

До сих пор мы рассматривали принципы измерения температуры в равновесных системах, то есть в условиях, когда температура одинакова для всех подсистем системы (скажем, для любой из степеней свободы молекул газа). В реальном эксперименте часто встречаются ситуации, когда в системе можно выделить отдельные подсистемы и рассматривать их как невзаимодействующие. Рассмотрим неравновесную систему на примере низкотемпературной плазмы газового разряда.

При подаче на электроды разрядного промежутка напряжения, превышающего определенную величину, в промежутке зажигается тлеющий разряд. Электроны, набирая энергию в поле, производят ионизацию атомов и молекул. Лавинообразное нарастание концентрации электронов ведет к росту концентрации ионов. Ионы двигаются к катоду и выбивают из него дополнительные электроны. Фактически, условие самовоспроизводимости концентрации электронов в результате электрон-ионной эмиссии является условием поддержания самостоятельного тлеющего разряда:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.62)$$

Здесь γ – коэффициент вторичной эмиссии, α – ионизационный коэффициент, характеризующий размножение электронов на единице длины промежутка: $i = i_0 e^{\alpha d}$.

Баланс энергии электронов определяется, с одной стороны, набором энергии в поле, с другой – потерей энергии при столкновениях с молекулами газа. Рассмотрим отдельно взятый электрон, движущийся в электрическом поле. Уравнение движения запишется как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}, \quad \vec{v}(t) = -\frac{e\vec{E}}{m}t + \vec{v}(0) \quad (1.63)$$

Средняя скорость направленного движения электрона называется дрейфовой скоростью:

$$\vec{v}_d = \langle \vec{v}(t) \rangle \approx -\frac{e\vec{E}}{m\nu_m}, \quad (1.64)$$

где ν_m – частота столкновений электрона с молекулами газа.

Рассмотрим набор и потерю энергии двумя электронами в поле. Пусть первый движется по полю, второй – против поля и оба имеют после столкновения скорость v . Тогда приращение энергии электрона, движущегося по полю, равно

$$\Delta\epsilon_+ = \frac{m(v + v_d)^2}{2} - \frac{m(v)^2}{2} = mvv_d + \frac{m(v_d)^2}{2} \quad (1.65)$$

Для электрона, движущегося против поля,

$$\Delta\epsilon_- = \frac{m(v - v_d)^2}{2} - \frac{m(v)^2}{2} = -mvv_d + \frac{m(v_d)^2}{2} \quad (1.66)$$

Усредняя выражения (1.65) и (1.66), получим:

$$\langle \Delta\varepsilon \rangle = \frac{\Delta\varepsilon_+ + \Delta\varepsilon_-}{2} = m(v_d)^2 \quad (1.67)$$

При каждом упругом столкновении с атомами газа электрон передает им долю энергии порядка отношения их масс: $\delta = 2m/M$. Вопрос упругих потерь очень важен. Фактически, именно он определяет отрыв температуры электронов от температуры газа, а соответствующая скорость обмена энергией между электронами и атомами – время выравнивания температур и установления термодинамического равновесия. Запишем уравнение баланса энергии для электрона:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = (\Delta\varepsilon - \delta\varepsilon)\nu_m = \left(\frac{e^2 E^2}{m^2 \nu_m^2} - \delta\varepsilon\right)\nu_m \quad (1.68)$$

В молекулярных газах электроны тратят энергию на возбуждение колебаний и вращений молекул, что можно учесть путем эффективного увеличения коэффициента δ до $10^{-3} - 10^{-2}$ (в атомарных газах $\delta = 2m/M = 10^{-5} - 10^{-4}$).

Частота столкновений равна $\nu_m = Nv\sigma$ и, вообще говоря, зависит от энергии электрона. Задача о нахождении средней энергии электрона может быть рассмотрена в двух приближениях. Можно считать не зависящей от энергии величиной либо частоту столкновений, либо длину свободного пробега. Давайте считать независящей от энергии величиной длину свободного пробега $l \approx 1/(N\sigma)$. Тогда частота столкновений $\nu_m \approx v/l$.

Задача 1.

Оценить среднюю энергию электронов в гелии ($\delta = 2.7 \cdot 10^{-4}$) при $E=1$ В/см и давлении 1 Тор. Считать, что длина свободного пробега не зависит от энергии, а сечение столкновений $\sigma = 5.5 \cdot 10^{-16}$ см².

Решение

Приравняем нулю выражение в скобках из уравнения 1.68:

$$\frac{e^2 E^2}{m \nu_m^2} = \delta\varepsilon \quad (1.69)$$

Учтем, что при Максвелловском распределении по скоростям средняя скорость $\langle v \rangle = \sqrt{(8kT)/(\pi m)}$, и связана со средней энергией как $m \langle v \rangle^2 = 16 \langle \varepsilon \rangle / 3\pi$. Тогда

$$\frac{e^2 E^2 l^2}{m \langle v \rangle^2} = \delta\varepsilon; \quad (1.70)$$

$$\frac{3\pi e^2 E^2 l^2}{16m\varepsilon} = \delta\varepsilon; \quad \varepsilon^2 = \frac{3\pi e^2 E^2 l^2}{16m\delta}; \quad (1.71)$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{3\pi e^2 E^2 l^2}{16m\delta}} = \frac{eEl\sqrt{3\pi}}{4\sqrt{\delta}} = \frac{eE\sqrt{3\pi}}{4N\sigma\sqrt{\delta}} \quad (1.72)$$

Таким образом, средняя энергия электронов пропорциональна приведенной напряженности электрического поля. Найдем численное значение ($E/N = 3.3 \cdot 10^{-17}$ В·см²):

$$\varepsilon = \frac{eE\sqrt{3\pi}}{4N\sigma\sqrt{\delta}} = \frac{e3.3 \cdot 10^{-17}\sqrt{3\pi}}{4 \cdot 5.5 \cdot 10^{-16}\sqrt{2.7 \cdot 10^{-4}}} \approx 2.8 \text{ эВ} \quad (1.73)$$

Таким образом, в плазме отрыв температуры электронов от температуры газа может быть достаточно велик. Как уже говорилось, в молекулярном газе идет эффективный нагрев колебательных и вращательных степеней свободы электронами. Скорость релаксации энергии может быть мала (к примеру, в азоте при температурах порядка 300 К VT-релаксация может идти сутками), и тогда реализуется ситуация, в которой температура колебательных (вращательных) степеней свободы не равна температуре газа. Заметим, что для определения понятия “температура” вообще говоря, надо, чтобы в системе установилось стационарное Больцмановское распределение по энергии. Иногда температуру условно определяют как

$$T = -\frac{E_1 - E_0}{k \ln(n_1/n_0)}, \quad (1.74)$$

измеряя экспериментально плотность частиц на первом и нулевом уровнях.

1.3.2 Спектральные методы измерения температуры

Спектр излучения возбужденных атомов и молекул может нести в себе информацию о температуре определенного ансамбля частиц. Напомню, что спектр излучения атомов состоит из отдельных линий, соответствующих переходам между различными уровнями, в то время как молекулярный спектр формируется как система полос, соответствующих совокупности электронно-колебательно-вращательных переходов (рис.1.3).

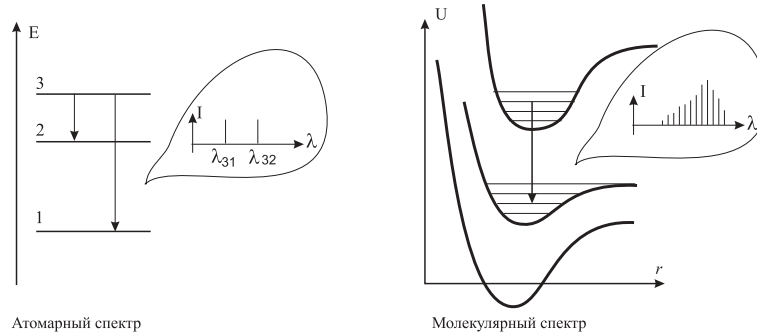


Рис. 1.3: Пример формирования атомарного и молекулярного эмиссионного спектра.

Температура тяжелых частиц. Доплеровское уширение линий.

Атомы и ионы в плазме находятся в постоянном движении. Частота излучения атома, движущегося со скоростью v , смещена относительно частоты излучения неподвижного атома на величину

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c}. \quad (1.75)$$

Распределение Максвелла по проекциям скоростей на определенную ось имеет Гауссову форму:

$$dN(v_z) = N \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-Mv_z^2/2kT} dv_z. \quad (1.76)$$

Смещение частоты в эффекте Доплера пропорционально скорости, а это означает, что распределение спектральной мощности по частотам повторяет вид распределения Максвелла:

$$u_\nu(\nu - \nu_0) = u_n u(\nu_0) e^{-(\nu - \nu_0)^2 c^2 / \nu_0^2 v_{prob}^2}. \quad (1.77)$$

Наличие уширения контура спектральной линии атомов, связанное с температурой, позволяет проводить измерения температуры по уширению контура линии.

Задача 2

Найти доплеровское уширение водородной линии H_β (486.1 нм) при температурах 300 и 5000 К.

Решение

При $u_\nu = 0.5u_{\nu_0}$ получим, что

$$2 = e^{\frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_c)^2}}$$

$$\ln 2 = \frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_c)^2}$$

$$\sqrt{\ln 2} = \frac{(\nu - \nu_0)}{(\Delta\nu_c)}$$

$$\sqrt{\ln 2} = \frac{(\nu - \nu_0)}{(\Delta\nu_c)}$$

$$\Delta\nu_D = 2(\nu - \nu_0) = 2\sqrt{\ln 2}\nu_c$$

Теперь выразим ν_c через T и μ :

$$\nu_c = \nu_0 \frac{v}{c};$$

$$\frac{mv^2}{2} = kT$$

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2kTN_A}{\mu}}$$

$$N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

Тогда получим:

$$\nu_c = \frac{\nu_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kTN_A}{\mu}}$$

С учетом того, что $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$, запишем:

$$\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kTN_A}{\mu}};$$

$$\lambda_D = \frac{2}{c} \sqrt{2kN_A \ln 2} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{\mu}};$$

$$\lambda_D = 2.3 \cdot 10^{-8} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

Найдем доплеровское уширение водородной линии при температуре 300 К:

$$\lambda_D = 2.3 \cdot 10^{-8} 486.1 \sqrt{300}$$

$$\lambda_D = 2 \cdot 10^{-4} \text{ нм}$$

А при температуре 5000 К получим:

$$\lambda_D = 2.3 \cdot 10^{-8} 486.1 \sqrt{5000}$$

$$\lambda_D = 8 \cdot 10^{-4} \text{ нм}$$

Запасная формула:

$$\Delta\lambda_D = 7.2 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/\mu}$$

Ответ: $\Delta\lambda = 0.0002 \text{ нм}$; $\Delta\lambda = 0.0008 \text{ нм}$.

Ограничениями этого метода являются во-первых, влияние уширения (расщепления) другой природы, вносящего искажения в контур линии (столкновительное уширение, Штарковское расщепление и т.д.), во-вторых – требование высокого спектрального разрешения.

Измерение газовой температуры по анализу вращательной структуры спектров двухатомных молекул.

Внутренняя энергия молекулы может быть представлена в виде:

$$E = E_e + E_v + E_r \quad (1.78)$$

Или, в обратных сантиметрах ($T = E/hc$):

$$T = T_e + \omega_e \left(v + \frac{1}{2}\right) + B_r J(J+1) \quad (1.79)$$

Вращательная структура электронно- колебательно- вращательного переходов формируется в соответствии с правилами отбора: $\Delta J = 0, \pm 1$. Как следствие, в спектре наблюдается три ветви: Q, P, R . В каждой из ветвей интенсивность излучения пропорциональна некоторому множителю $i(J)$, определяемому вероятностью перехода и статвесом начального состояния и – в случае равновесной заселенности – Больцмановскому множителю:

$$I(J) \sim i(J)e^{-\Delta E_r(J)/kT_{rot}} \quad (1.80)$$

В случае, когда распределение по вращательным степеням свободы равновесно, зависимость $\ln(I(J)/i(J))$ от $E(J)$ даст прямую линию, из наклона которой и определится температура. В случае неравновесного заселения потребуется дополнительный анализ процессов возбуждения. В случае, когда прибор не позволяет разрешить структуру вращательных линий, остается возможность нахождения температуры по огибающей спектра в предположении Больцмановской зависимости заселения вращательных уровней.

Сложным вопросом в подобном методе измерений является вопрос о соответствии измеряемой вращательной температуры поступательной температуре газа. С одной стороны, вращательная релаксация для большинства молекул проходит за 20-30 столкновений. Исключение составляет водород (200-500 столкновений) из-за большой величины колебательного кванта. Следовательно, для основного состояния молекулы в стационарных условиях релаксация вращательных степеней свободы происходит быстро (Время между столкновениями равно $t \sim l/v = 1/(n\sigma v) \sim 1/(3.3 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-15} \cdot 10^5) \sim 3 \cdot 10^{-7}$ с при 1 Тор и 300 К). Но, как правило, подобные измерения проводят в видимом диапазоне спектра для переходов между электронно-возбужденными состояниями. Для возбужденного электронного состояния возникает еще одно условие:

$$\tau_0 > \tau_{rot}, \quad (1.81)$$

где τ_0 – время жизни возбужденного состояния. В противном случае вращательная функция распределения будет определяться возбуждением молекулы, и, вообще говоря, не обязана быть Больцмановской.

Измерение электронной температуры по интенсивностям атомарных линий.

Излучательная способность газа в спектральной линии, соответствующей определенному переходу $n' \rightarrow n$ в атоме (ионе), пропорциональна заселенности верхнего уровня:

$$I_{n' \rightarrow n} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{n'n} A_{n'n} N \left[\frac{erg}{c \cdot cm^3 \cdot s \cdot rad} \right] \quad (1.82)$$

Если вероятность перехода $A_{n'n}$ известна, и система откалибрована таким образом, что экспериментатор знает соотношение между интенсивностью сигнала и числом фотонов, падающих на приемную площадку прибора, можно найти заселенность верхнего уровня и из нее определить температуру.

Обычно метод измерения абсолютного излучения атомных состояний применяют только для нахождения плотности атомов в возбужденном состоянии при условии, что плазма оптически тонкая, то есть перепоглощения отсутствуют. Для определения температуры гораздо проще определить относительную заселенность двух состояний. Если измерения интенсивностей переходов I_1 и I_2 проведены в одних и тех же условиях, то определить электронную температуру можно из соотношения:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 \nu_1 A_1}{g_2 \nu_2 A_2} \exp \left(-\frac{E_1 - E_2}{kT_e} \right) \quad (1.83)$$

Аналогичным образом можно определить колебательную температуру, если известны интенсивности переходов с двух различных колебательных уровней одного и того же электронного состояния.

Рекомендуемая литература

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т.3,4. Электричество, Оптика. М.: “Наука. Физматлит.”
2. Ю.П.Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987 (1992)
3. Б.М.Смирнов. Введение в физику плазмы. М.: Наука, 1982.
4. В.К.Животов, В.Д.Русанов, А.А.Фридман. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М.:“Энергоатомиздат”, 1985.
5. Е.Л.Франкевич. Физические методы исследования. М., МФТИ. 1986.

1.3.3 Контрольные вопросы к теме

1. Какие методы измерения температур приемлемы при температурах, превышающих 3000 К?
2. Какую температуру в неравновесной плазме можно определить с помощью термопары? Какие факторы будут препятствовать определению температуры и как?
3. Радиационным пирометром измеряют температуру абсолютно отражающей металлической пластинки, нагретой до температуры 1000⁰ С. Что покажет пирометр?
4. Нарисуйте схематически зависимость спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения от длины волны. Обозначьте на графике схематически длины волн, регистрируемые радиационными, яркостными и цветовыми пирометрами (выделенный диапазон, единичная длина волны и т.д.)
5. В каком диапазоне температур работает магнитный термометр?
6. Тело было нагрето до температуры 300 К. Как изменилась длина волны, на которой тепловое излучение тела максимально, при его нагреве до 1500 К?
7. Интегральный коэффициент теплового излучения окисленного алюминия составляет $a = 0.008$. Радиационный пирометр показывает значение 400 К. Чему равна настоящая температура поверхности алюминия?
8. Радиационный и яркостный пирометры. Какой бы вы выбрали для измерения более низких температур и почему?
9. Какие приборы для измерения температуры Вы знаете?

Глава 2

Спектроскопия. Методы и приборы.

Цикл из трех семинарских занятий посвящен источникам и приемникам излучения в оптическом диапазоне. Задача этого цикла – дать наиболее общие представления о предмете, причем дать их с точки зрения физика - экспериментатора, применяющего спектральные методы в процессе исследования конкретного объекта. Эти семинары построены следующим образом: на первом мы обсудим различные области спектра, характерные для них особенности источников и приемников излучения и остановимся более детально на некогерентных источниках излучения. На втором занятии обсудим выделение узкого спектрального диапазона излучения с помощью различных приборов. На третьем занятии мы повторим основные принципы генерации лазерного излучения.

Оптика, по определению, представляет собой раздел физики, изучающий оптическое излучение, процессы его распространения, взаимодействие излучения с веществом и практические применения оптических методов и явлений. Как оптический диапазон обычно выделяют область длин волн от мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 1-10 нм до миллиметровых радиоволн с длиной волны 1-2 мм. Выделение данного диапазона исторически связано с общностью как методов разложения излучения в спектр, так и методов исследования получаемых спектров. В области более низких длин волн используют специальные рентгенографические методы, при более высоких длинах волн – радиотехнические. Внутри оптического диапазона выделены поддиапазоны рентгеновского излучения (до 10 нм), ультрафиолетового излучения (приблизительно до 400 нм), в котором, в свою очередь, выделен ВУФ - диапазон (меньше 200 нм); видимого излучения (400 - 740 нм), ИК - излучения (до 2000 мкм). Сравнительная энергетическая шкала в эВ представлена на рис. 2.1.

Спектроскопические методы исследования отличаются высокой точностью (так, внутрирезонаторная лазерная спектроскопия позволяет регистрировать до 10^{10} молекул в 1 см^3), **селективностью** (монохроматическое лазерное излучение используется для возбуждения отдельно взятых атомных и молекулярных состояний, излучение которых дает затем экспериментатору информацию о состоянии объекта). Несомненным преимуществом является то, что спектроскопические методы диагностики, в отличие от контактных (зондовых) могут быть организованы так, чтобы оказывать минимальное воздействие на исследуемый объект (т.е. они **невозмущающие**). Весьма важна также возможность

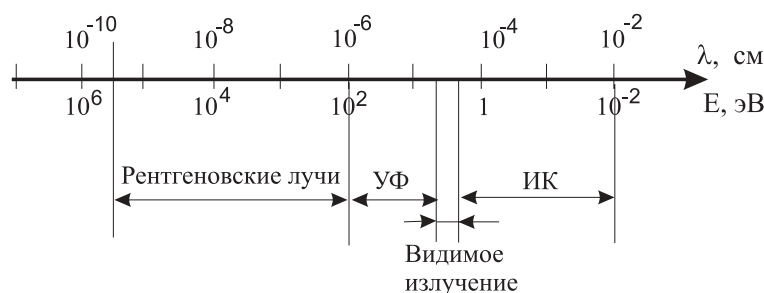


Рис. 2.1: Шкала длин волн/энергий с выделенным оптическим диапазоном спектра.

исследовать объект с высоким временным разрешением, следить за ним по мере его изменения (**безинерционность**). Спектроскопические методы позволяют параметры состояний различных атомов и молекул, процессы перераспределения энергии внутри молекул, различные стадии химических и биологических процессов. В то же время излучение системы может давать информацию о ее макроскопических параметрах. В качестве примера приведу измерение электрического поля в газовом разряде либо измерение температуры спектральными методами. Чтобы подчеркнуть актуальность фундаментальных спектроскопических исследований сегодня, напомним, что Нобелевская премия по физике в 1998 году была получена за эксперименты по охлаждению атомов лазерным излучением, а Нобелевская премия по химии в 1999 году – за исследования переходного комплекса, образующегося в процессе протекания химической реакции, методами фемтосекундной лазерной спектроскопии.

Что же касается прикладного значения оптики и спектроскопии – с этим вы сталкиваетесь сами на каждом шагу. Простейший пример – источники излучения: лампы накаливания, лампы дневного света, лампы со специальным спектром излучения – к примеру, бактерицидные с максимумом излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне спектра. Широчайшее применение лазеров и оптических материалов характерно для медицины (офтальмология, стоматология, хирургия), компьютерной техники (сканеры, лазерные принтеры, оптоволоконные линии связи), технологических и военных приложений (лазерные прицелы, ИК-техника “ночного видения”, приборы для экологического контроля малых примесей в атмосферном воздухе и так далее).

Все сказанное приводит к заключению, что спектроскопия является одним из существенных разделов современных физических методов исследования.

2.1 Поддиапазоны спектра. Источники и приемники излучения.

Любая спектроскопическая система состоит из источника излучения, исследуемого объекта, собственно оптической системы и приемника излучения (рис.2.2). В случае эмиссионной спектроскопии источником излучения служит сам исследуемый объект. Роль оптической системы сводится к преобразованию излучения. Это может быть временная модуляция оптического сигнала, монохроматизация, изменение поляризации и так далее, в зависимости от условий регистрации. Давайте попробуем для каждого из спектральных диапазонов выделить

типичные приемники и источники излучения.

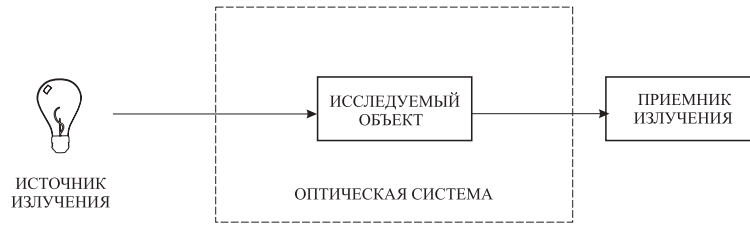


Рис. 2.2: Схематическое изображение спектроскопической системы.

Как было отмечено, УФ-область спектра подразделяется на так называемые вакуумный и ближний УФ-диапазоны. Вакуумный ультрафиолетовый диапазон получил свое название за то, что большая часть излучения в данном диапазоне поглощается воздухом. Данный факт требует вакуумирования всех оптических трактов и монохроматора. Чтобы более отчетливо представлять себе, насколько серьезно данное требование, решим следующую задачу.

Задача 1.

Коэффициент поглощения молекулярного кислорода на длине волны 145 нм составляет $k = 500 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$, азота – $k = 0.08 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Оптическая длина пути в вакуумном монохроматоре равна 2 м. Определить остаточное давление в монохроматоре, при котором потери излучения в приборе не будут превышать 5%.

Решение

$$P_{O_2} = 0.2P_{\Sigma}$$

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{kx} \ln(I_0/I) [\text{атм}]$$

$$P_{\Sigma} = \frac{760}{kx} \ln(I_0/I) [\text{Тор}]$$

$$P_{\Sigma} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$$

Насколько серьезно требование откачки оптического тракта – пути излучения от источника до монохроматора? Решим следующую задачу.

Задача 2.

Коэффициент поглощения молекулярного кислорода на длине волны 145 нм составляет $k = 500 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$, азота – $k = 0.08 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Определить, насколько сильно поглощение излучения на длине волны 145 нм слоем воздуха толщиной 1 мм.

Решение

$$I = I_0 \exp(-0.2P_{\Sigma} kx)$$

$$I = 4.5 \cdot 10^{-5} I_0$$

Вернемся к построению классификации приборов по оптическим диапазонам. Итак, мы убедились, что вакуумный ультрафиолетовый диапазон спектра налагает достаточно жесткие ограничения на используемую аппаратуру. То же касается и оптических материалов.

Большинство тел, прозрачных в видимой области, непрозрачно для ультрафиолета. К примеру, стекло прозрачно в интервале от 300 до 3000 нм. Диапазон прозрачности кварца несколько шире: от 180 до 4000 нм. Для работы в вакуумном ультрафиолете применяют покрытия и оптические материалы, основанные на соединениях F (флюорит – CaF_2 – от 130 нм до 15 мкм; MgF_2 – от 111 нм до 10 мкм). В инфракрасной оптике применяют стекло (до 3-5 мкм), NaCl (до 15 мкм), KBr (до 25 мкм).

Источниками излучения в УФ-диапазоне спектра могут служить газоразрядные лампы либо равновесно нагретые до температуры ~ 3000 К твердые тела, эксимерные лазеры. В видимом и ИК - диапазоне это самые различные типы лазеров (газовые, на красителях, твердотельные), ламп, полупроводниковых приборов.

Приемники излучения обычно классифицируют по механизму ответа на сигнал излучения. На этом основании выделяют подкласс фотонных, или квантовых, фотоприемников, в которых энергия фотона преобразуется в некоторую первичную реакцию фотоприемника, и тепловые, в которых энергия фотонов преобразуется в тепло, а реакция фотоприемника возникает как следствие повышения температуры чувствительного элемента.

К подклассу тепловых фотоприемников относят болометры и радиационные термоэлементы. Мы не будем детально рассматривать данный тип фотоприемников. Замечу лишь, что они основаны на нагреве чувствительного элемента и изменении его сопротивления. Болометры достаточно инерционны (~ 1 мс), низкоселективны. Неохлаждаемые болометры уступают 2-3 порядка квантовым фотоприемникам по чувствительности. Охлаждаемые же (до температур жидкого He) болометры успешно применяются в астрономии для обнаружения слабо светящихся объектов.

Класс квантовых фотоприемников обширен. Он основан на явлении фотоэффекта (т.е. выбивания электронов из вещества под действием излучения) и включает в себя фотоэлементы, электронно-оптические преобразователи, фотоэлектронные умножители, фотодиоды, CCD – камеры и так далее.

Более детально мы рассмотрим приемники излучения на следующем занятии, а сейчас вернемся к источникам света. Наиболее традиционными в спектроскопии являются так называемые равновесные источники излучения, основанные на излучении тела, нагретого до высокой температуры. Замечу, что этим телом может быть плазма (скажем, плазма дугового разряда), газ (равновесное свечение нагретого до очень высокой температуры газа), твердое тело (типичный пример – вольфрамовая лампа).

2.2 Источники равновесного излучения

Равновесное излучение характеризуется сплошным спектром излучения, а распределение яркости излучения по длинам волн задается формулой Планка. Это мы уже обсуждали в разделе, посвященном оптической пирометрии. Спектральная плотность излучения в равновесном случае дается выражением

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (2.1)$$

Источники равновесного излучения достаточно эффективны в ИК-области. Проанализируем их эффективность в области более низких длин волн.

Задача 3

Максимальная температура равновесных источников излучения, как правило, не превышает 3000 К. Выяснить, насколько эффективным источников УФ-излучения может быть лампа накаливания с такой температурой.

Решение

Найдем максимум излучения для определенной ранее спектральной плотности излучения u_ν :

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (2.2)$$

Для этого введем переменную $\beta = h\nu/kT$ и продифференцируем u_ν по β :

$$u_\nu = \frac{8\pi(kT)^3\beta^3}{c^3h^2} \cdot \frac{1}{(e^\beta - 1)}; \quad (2.3)$$

$$u_\nu \sim \frac{\beta^3}{(e^\beta - 1)}; \quad (2.4)$$

$$\frac{du_\nu}{d\beta} \sim (3 - \beta)e^\beta - 3 = 0 \quad (2.5)$$

Корень данного уравнения $\beta' = 2.8214393$. Тогда из $hc/\lambda_{max}kT = \beta'$ получим:

$$\lambda_{max} = hc/kT\beta'$$

Постоянная Планка $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Джс, постоянная Больцмана $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

$$\lambda_{max} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 3000 \cdot 2.8} \approx \frac{5 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ м}$$

Таким образом, максимум излучения приходится на 1.7 мкм. Сосчитаем, какой процент излучения останется на 300 нм.

$$\frac{u_{\nu_1}}{u_{\nu_2}} = \frac{\nu_1^3}{\nu_2^3} \cdot \frac{(e^{h\nu_2/kT} - 1)}{(e^{h\nu_1/kT} - 1)}.$$

Из сравнения следует $h\nu_2 \sim 4 \text{ eV}$; $h\nu_1 \sim 0.6 \text{ eV}$. Для $T = 3000 \text{ K}$ получим $kT \approx 0.26 \text{ eV}$. Тогда положим $e^{h\nu/kT} - 1 \approx e^{h\nu/kT}$;

$$u_\nu = \frac{\nu_1^3}{\nu_2^3} \cdot (e^{h(\nu_2 - n\nu_1)/kT}).$$

Теперь, если $\nu_1 = n\nu_{1700}$, а $\nu_2 = \nu_{300}$,

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \frac{\nu_{1700}^3}{\nu_{300}^3} \cdot (e^{h(\nu_{300} - n\nu_{1700})/kT});$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \frac{300^3}{1700^3} \cdot (e^{(4-0.6)/0.26});$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \left(\frac{300}{1700}\right)^3 \cdot (e^{13});$$

$$(300/1700)^3 \approx 5.5 \cdot 10^{-3}$$

$$e^{13} \approx 4.4 \cdot 10^5$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx 24 \cdot 10^2 \approx 2.4 \cdot 10^3,$$

т.е. лампы накаливания, вообще говоря, не являются эффективными источниками УФ – излучения.

2.3 Источники неравновесного излучения

Наиболее эффективными некогерентными источниками излучения в коротковолновой области спектра к настоящему моменту являются газовые разряды. В этом случае излучение испускается атомами или молекулами газа. Из курса общей физики вы помните, что атомы испускают излучение в линиях, в соответствии с переходами между дискретными электронными состояниями. Молекулярный спектр более сложный в силу наличия у молекулы колебательных и вращательных состояний: из типичной картины термов следует, что в этом случае мы должны наблюдать так называемые Междутем даже в атомах линии излучения не бывают бесконечно узкими. Обсудим уширение спектральных линий: различные причины уширения линий в плазме и величину эффекта.

Задача 4

Найти естественное уширение линий в видимом диапазоне спектра, если характерное время жизни равно 10^{-8} с.

Решение

$$\Delta\omega\tau = 1, \tag{2.6}$$

откуда

$$\Delta\nu = 1/(2\pi\tau) = c\Delta\lambda/\lambda^2;$$

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(c \cdot 2\pi\tau); \tag{2.7}$$

Пусть $\lambda = 500$ нм. Тогда

$$\Delta\lambda = 10^{-14}\text{м} = 10^{-5}\text{нм}.$$

Второй возможный тип уширения линий в плазме – Доплеровское уширение. Атомы и ионы в плазме находятся в постоянном движении. Частота излучения атома, движущегося со скоростью v , смещена относительно частоты излучения неподвижного атома на величину

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c}. \quad (2.8)$$

Распределение Максвелла по проекциям скоростей на определенную ось имеет Гауссову форму:

$$dN(v_z) = N \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-Mv_z^2/2kT} dv_z. \quad (2.9)$$

Смещение частоты в эффекте Доплера пропорционально скорости, а это означает, что распределение спектральной мощности по частотам повторяет вид распределения Максвелла:

$$u_\nu(\nu - \nu_0) = u_n u(\nu_0) e^{-(\nu - \nu_0)^2 c^2 / \nu_0^2 v_{prob}^2}. \quad (2.10)$$

В разделе “Методы измерения температуры в неравновесных системах” мы решали задачу о Доплеровском уширении линии атома водорода H_β (486.1 нм) при температурах 300 и 5000 К. Напомню, что ответом были значения $\lambda_D = 2 \cdot 10^{-4}$ нм для 300 К и $\lambda_D = 8 \cdot 10^{-4}$ нм при температуре 5000 К.

Столкновительное уширение линий в плазме обусловлено взаимодействием частиц друг с другом в процессе столкновений. В рамках простейшего приближения можно считать, что во время своего движения частица излучает монохроматические колебания, а при соударении излучение прекращается. Можно показать, что линия в этом случае имеет Лоренцовский контур

$$u_\nu = u_{\nu_0} \frac{\gamma/2}{4\Pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (2.11)$$

$$\gamma = 1/\tau. \quad (2.12)$$

Задача 5

Исходя из кинетической теории газов, найти столкновительное уширение линии с $\lambda = 589.3$ нм в азоте при давлениях 10 Тор и 1 атм и температуре 300 К.

Решение

Уширение линии определится временем жизни между столкновениями:

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{1}{n\sigma v}$$

Далее читателю предоставляется возможность самостоятельно выполнить оценку и сравнить полученное значение с величиной естественного и Доплеровского уширений. Как ведет себя столкновительное уширение в ростом давления газа?

Для чего нужно представлять себе параметры уширения линий? Это достаточно критично в лазерах (мы вернемся к данной тематике на следующем занятии), в спектроскопических исследованиях различного рода, где контур линии может оказать решающее влияние на результаты измерений (скажем, искомая

величина определяется из контура линии, а контур является комбинированным, то есть обусловлен несколькими механизмами сразу).

Есть еще одно уширение линии, о котором не шла речь в решенных задачах. Тем не менее, экспериментатор всегда обязан рассматривать его. В данном случае речь идет о так называемом приборном уширении. Действительно, если в оптическую схему включен, к примеру, прибор для монохроматизации излучения (спектрограф, монохроматор), то экспериментатор обязан учесть и то, что прибор будет вносить искажения в регистрируемую картину.

Пусть оптическая схема состоит из источника излучения, спектрографа либо монохроматора и приемника излучения. Спектральная ширина щели прибора определяется дифракционным уширением линии и шириной геометрического изображения щели:

$$\delta\lambda = \delta\lambda_d + \delta\lambda_s. \quad (2.13)$$

$\delta\lambda_s$ определяется обратной линейной дисперсией прибора и шириной щели.

Задача 6

Обратная линейная дисперсия монохроматора МДР-23 составляет 1 нм/мм. В лабораторной работе по N_2 минимальная ширина щелей монохроматора составляла 50 мкм. Вращательные постоянные азота составляют 1.825 см^{-1} для С-состояния и 1.637 см^{-1} для В-состояния. Определить, при какой ширине щели можно разрешить соседние вращательные линии.

Решение

Предлагается решить задачу самостоятельно.

2.4 Приемники излучения

Коснемся теперь такой темы, как приемники излучения. Как уже отмечалось, большинство приемников основаны на принципе фотоэффекта, т.е. на выбивании электронов из фотокадода под действием излучения.

Вакуумный фотоэлемент устроен совсем просто. На поверхность металла или стекла напыляется тонкий слой специального вещества с малой работой выхода – фотокатод. Именно спектральной чувствительностью фотокадода в данном случае определяется спектральная чувствительность приемника. Существует большое количество материалов, изготовленных на основе комплексных соединений щелочных металлов, но спектральная область чувствительности ограничена сверху.

Задача 7

Работа выхода электрона из кислородно – серебряно – цезиевого фотокатода составляет $W = 0.75 \text{ эВ}$. Найти максимальную длину волны, на которой может работать фотоприемник на основе такого фотокатода.

Решение

$$\varepsilon = h\nu - W = 0 \quad (2.14)$$

$$h\nu = W = hc/\lambda \quad (2.15)$$

$$\lambda = hc/W = 1500 \text{ нм}$$

Вакуумный фотоэлемент имеет невысокую чувствительность, но малую постоянную времени (определяется временем пролета электронов) – около 1 нс. В случае коаксиального исполнения – до 1 пкс.

Существуют различные способы увеличения эффективности работы фотокатода. К сожалению, работа выхода (т.е. фактически барьер перехода “электрон в металле – электрон в газе”) не может быть преодолена за счет электрического поля. При появлении электрического поля вблизи фотокатода возможно преодоление активационного барьера за счет других механизмов эмиссии – в частности, автоэлектронной. Эмиссия электронов из фотокатода под действием поля нежелательна, от нее стараются уйти, например, экранированием фотокатода.

Серьезной проблемой является повышение эффективности фотокатода на заданной длине волны. Прежде всего, пытаются увеличить площадь фотокатода. Если при этом необходимо хорошее временное разрешение, фотокатод делают специальной формы, используют дополнительные электроды для фокусировки фотоэлектронов на первый динод. В системах с фотокатодами, работающими на отражение, используют фотокатоды определенной толщины, напыленные на серебряную подложку так, что максимальные значения плотности энергии стоячей волны локализуются на границе электрод – вакуум. Для снижения потерь квантовой эффективности полупрозрачных фотокатодов применяют оптические устройства из микропризм, обеспечивающие многократное взаимодействие излучения с фотокатодом.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) отличается от вакуумного элемента наличием системы динодов, находящейся под изменяющимся потенциалом (рис.2.3). Электроны, вылетевшие с фотокатода, попадают на первый динод, и выбивают из него определенное число электронов. На следующем диноде процесс повторяется. Размножение электронов в динодной системе ведет к большим коэффициентам усиления оптического сигнала.

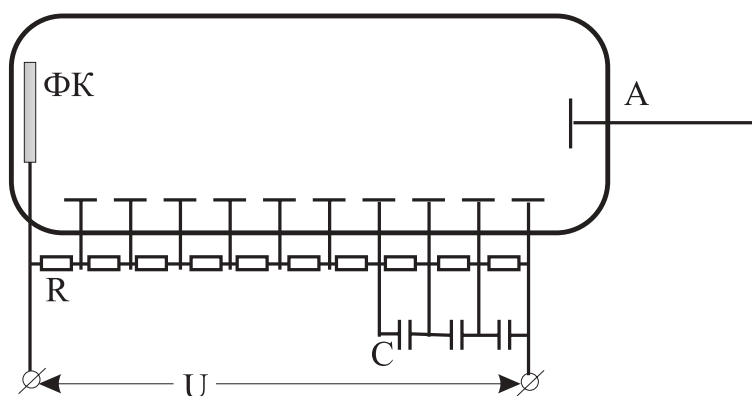


Рис. 2.3: Схематическое изображение фотоэлектронного умножителя. ФК – фотокатод, А – анод.

Задача 8

Определить коэффициент усиления G и время пролета t электронов через ФЭУ при условии, что в ФЭУ 10 динодов, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга, напряжение на каждом последующем каскаде равно 300 В и коэффициент вторичной эмиссии равен 4.

Решение

$$F = eE = eU/l = ma$$

$$l = at^2/2 = eUt^2/(2l)$$

$$t = l\sqrt{\frac{2m}{eU}}$$

$$m = 10^{-30} \text{ кг}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{19} Q$$

$$t = 5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-30}}{300 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}}$$

$$t = 10^{-9} \text{ с}$$

$$G = 4^{10} = 10^6$$

Экспериментатору часто приходится сталкиваться и с более тонкими вещами. Рассмотрим типичный пример. Известно, что при регистрации мощных импульсных сигналов необходимо шунтировать последние диоды ФЭУ конденсаторами. Дело в том, что при исследованиях импульсных сигналов амплитуда тока через последние диоды обычно существенно превышает средний уровень тока, на который рассчитан делитель.

Задача 9

Характерная величина анодного тока составляет 10^{-4} А, длительность импульса тока - 100 нс. Перепад напряжения на соседних диодах 300 В. Вычислить необходимую емкость конденсаторов для шунтирования последних диодов.

Решение

Примем, что каскадное напряжение не должно поменаться более, чем на 1%, т.е. $\Delta u_i \geq u_i/100$. Заряд электронного пакета, эмиттируемого последним диодом,

$$Q_i = \int \lim_0^{t_i, mp} I(t) dt$$

Тогда емкость конденсатора

$$C_i \geq Q_c/\Delta u_i = \frac{100}{u_i} \int I(t) dt$$

Для заданных параметров

$$C_i = \frac{100}{300} \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-7} = 3 \cdot 10^{-12}$$

то есть 3 пФ.

2.5 Полупроводниковые приемники излучения

Внутренний фотоэффект требует существенно меньшей энергии, чем внешний. Чистые полупроводники чувствительны в области спектра от видимой до 7-8 мкм, примесные – и в более далеком ИК-диапазоне. К полупроводникам относят широкий класс веществ, удельная проводимость которых при комнатной температуре находится в промежутке между проводимостью металлов ($10^6 - 10^4 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) и хороших диэлектриков ($10^{-10} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$). Вообще говоря, отличие полупроводников от диэлектриков скорее количественное, чем качественное. Тем не менее существует определенный класс веществ, которые уже при комнатной температуре обладают четко выраженными полупроводниковыми свойствами. Это, в первую очередь, элементы IV группы периодической системы Ge и Si, атомы которых, обладая 4 валентными электронами, образуют кристаллические решетки типа алмазной; полупроводники типа $A^{III}B^V$, являющиеся соединениями III группы (Al, Ga, In) и V группы (Pb, As, Sb) и так далее.

Характерной особенностью полупроводников является сильное возрастание удельной проводимости с температурой:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E/kT), \quad (2.16)$$

где E – энергия активации проводимости (типичная энергия связи носителей заряда).

Так как в твердом теле атомы сближены на расстояние порядка атомного радиуса, то в полупроводнике происходит непрерывный переход валентных электронов от одного атома к другому, не приводящий к появлению электропроводности. Для того, чтобы через полупроводник мог течь электрический ток, надо разорвать хотя бы одну из связей, удалить с нее электрон и перенести его туда, где все связи уже заполнены, т.е. туда, где он будет лишним. Такой электрон может переносить избыточный отрицательный заряд из ячейки в ячейку – он становится электроном проводимости. Разорванная же связь становится блуждающей по кристаллу дыркой – положительно заряженным образованием с массой электрона, поскольку в условиях сильного обмена электрон соседней связи быстро занимает место ушедшего. Именно электроны и дырки являются свободными носителями заряда в полупроводниках.

Электропроводность полупроводника может быть обусловлена как собственными электронами данного вещества (собственная проводимость), так и электронами примесных атомов (примесная проводимость). Примеси делятся на донорные и акцепторные. Доноры отдают свои электрон полупроводнику, создавая проводимость n-типа. К примеру, элементы V группы являются донорами для Ge и Si. Внедряясь в кристаллическую решетку, такой атом замещает атом Ge (Si); 4 из его 5 валентных электронов образуют связи с атомом решетки, а пятый электрон оказывается лишним. Не локализуясь ни на одной связи, он оказывается электроном проводимости. Примесный атом оказывается заряженным положительно, что может привести к образованию слабо связанного состояния электрона с примесным ионом. Энергия ионизации примесей мала (до 0.01 эВ), поэтому уже при температуре жидкого азота (77 К) большинство примесей ионизовано.

Рассмотрение проводимости полупроводников с энергетической точки зрения возможно в рамках так называемой зонной теории. В полупроводнике верхняя из заполненных разрешенных зон называется валентной, а наиболее низкая из незаполненных – зоной проводимости. Энергетический зазор между ними называется запрещенной зоной. Именно в запрещенной зоне располагаются энергетические уровни донорных (акцепторных) атомов. Начнем нагревать примесный полупроводник n-типа. С повышением температуры тепловое движение выбрасывает в зону проводимости электроны с донорных атомов гораздо эффективнее, чем из валентной зоны. В итоге концентрация электронов в зоне проводимости оказывается существенно выше концентрации дырок в валентной зоне. В таких условиях электроны называются основными носителями, а дырки – неосновными.

Задача 10.

Ширина запрещенной зоны в PbS составляет 0.37эВ , а в германии с примесью меди – 0.04эВ . Оценить красную границу фотоприемника на основе этих соединений.

Решение

Предоставляем возможность решить эту задачу читателю.

К фотоэлектрическим приемникам излучения относят фоторезисторы и фотодиоды. Примесные фоторезисторы чувствительны к изменению температуры окружающей среды. Так, при наличии уровней, отстоящих на 0.01эВ от основной зоны, приемники должны работать при температуре жидкого гелия. Быстродействие фотодиода зависит от скорости диффузии фотоносителей в области пространственного заряда и скорости переходных процессов на входе предусилителя.

Рекомендуемая литература

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т.4. Оптика. М.: “Наука. Физматлит.”
2. Л.Н.Курбатов. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. М.: Изд-во МФТИ, 1999.
3. В.В.Лебедева. Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1999.
4. А.Н.Зайдель, Г.В.Островская, Ю.И.Островский. Техника и практика спектроскопии. М.:Наука, 1976.
5. Е.Л.Франкевич. Физические методы исследования. М., МФТИ. 1986.

2.6 Селекция излучения. Диспергирующие элементы.

На сегодняшнем занятии мы рассмотрим различные оптические приборы, позволяющие выделить из спектра узкую область излучения, и проведем их сравнительный анализ.

Классические спектральные приборы для монохроматизации излучения построены на так называемом методе селективной фильтрации. Это означает, что оптическая схема прибора позволяет каким-либо образом выделить узкий спектральный диапазон и не рассматривать остальной спектр. Обязательным в спектральных приборах, построенных на данном принципе, является **диспергирующий элемент**, пространственно разделяющий по длинам волн падающее на него излучение. Диспергирующий элемент (призма, дифракционная решетка, интерферометр Фабри-Перо) располагается в параллельном пучке лучей, создаваемом **коллиматором**. Коллиматор состоит из входного отверстия (щели) и объектива. Спектр наблюдается в фокальной плоскости **камерного объектива**.

Давайте рассмотрим характерные особенности различных диспергирующих систем.

2.6.1 Призма

Действие призмы как спектрального прибора основано на зависимости показателя преломления вещества от длины волны. Не останавливаясь детально на геометрическом построении хода лучей в призме, отметим, что спектральное разрешение призмы с длиной основания b может быть найдено как

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} b \quad (2.17)$$

Можно показать, что угловое увеличение призмы зависит от длины волны падающего излучения. Поскольку в типичных конструкциях монохроматоров сканирование спектра относительно выходной щели достигается поворотом диспергирующего элемента, то призмы делают специальным образом, чтобы обеспечить постоянный угол отклонения лучей с разными длинами волн. К так называемым призмам постоянного отклонения относится, к примеру, призма Аббе, составленная из двух 30-градусных призм и одной 45-градусной для отклонения луча на 90° . Поскольку 30-градусные призмы отклоняют лучи в противоположных направлениях, для луча любой длины волны, идущей в минимуме отклонения, общее отклонение равно 90° .

Исторически призмённые приборы были созданы первыми и сейчас имеют достаточно широкое распространение. Потери в призме могут быть меньше, чем потери на дифракционной решетке, однако в реальных призмённых приборах, как правило, используется система призм, что сводит коэффициент пропускания приборов к величине 0.2-0.3. Тем не менее, в условиях, когда не нужно очень высокое спектральное разрешение, но критично не потерять свет, призмённая селекция излучения может оказаться оптимальной.

2.6.2 Дифракционная решетка

Плоская дифракционная решетка представляет собой систему параллельных равноотстоящих зеркальных полосок (штрихов) на поверхности пластинки-подложки. Лучи, отраженные от различных штрихов, интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от длины волны, угла падения ψ и угла дифракции φ . По направлениям, для которых разность хода лучей, отраженных от соседних штрихов, равна целому числу длин волн, образуются главные максимумы:

$$(\sin \psi + \sin \varphi) = q\lambda, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (2.18)$$

Условие максимума нулевого порядка определяет направление, в котором распространяется свет всех длин волн. Фактически это условие отражения, то есть равенства углов падения и отражения.

За эффективность разложения излучения в спектр с помощью дифракционной решетки отвечают два физических явления: дифракция на каждом зеркальном штрихе шириной b и интерференция лучей, отраженных от различных частей решетки (пусть число штрихов равно N , период решетки – d). В результате дифракции энергия светового потока перераспределится таким образом ($\Phi(u) = \sin^2 u$, $u = \pi b(\sin \psi + \sin \varphi)/\lambda$), что основная доля энергии будет попадать в область, соответствующую нулевому (белому!) максимуму интерференционной картины. Помимо главного интерференционного максимума, по направлениям $\pm \lambda/d, \pm 2\lambda/d, \dots$ волны от всех штрихов решетки будут складываться и образовывать главные максимумы. Заметим, что спектры различных порядков накладываются друг на друга: $g\lambda = \text{const}$ означает, что на длину волны 600 нм первого порядка будет накладываться длина волны 300 нм второго, 200 нм третьего и т.д.

Чтобы добиться перераспределения интенсивности в спектре (убрать “белый” нулевой максимум интенсивности), обычно вносят дополнительную разность фаз в лучи, отраженные от соседних штрихов. Так, в случае, когда используется дифракционная решетка с профилированным штрихом высотой λ , в разность хода лучей вносится величина 2λ , т.е. в (несмещенный!) центр дифракционной картины попадает второй максимум решетки: $\sin \psi + \sin \varphi = 2\lambda/d$. Угол наклона ступенек такой решетки к подложке β называется углом блеска и является важной характеристикой дифракционной решетки, так как позволяет определить положение главного дифракционного максимума.

Разрешающая способность дифракционной решетки определяется положением главного дифракционного максимума

$$d(\sin \psi + \sin \varphi) = q\lambda, \quad (2.19)$$

интенсивность которого равна

$$I_N = I_1 \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2 \quad (2.20)$$

и положениями дифракционных минимумов

$$d(\sin \psi + \sin \varphi) = (q + p/N)\lambda, \quad p = 1, 2, \dots, N - 1 \quad (2.21)$$

По определению, спектральные линии с близкими длинами волн λ и λ' считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для одной длины волны совпадает по положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке для другой длины волны:

$$q\lambda = (q + \frac{1}{N})\lambda'; \quad (2.22)$$

$$\lambda = (q + \frac{1}{N})\lambda'/q; \quad (2.23)$$

$$\lambda - \lambda' = ((q + \frac{1}{N})/q - 1)\lambda'; \quad (2.24)$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{\lambda'}{Nq} \quad (2.25)$$

Таким образом, $\frac{\lambda}{d\lambda} = Nq$.

Задача 1.

Сопоставить предельное разрешение призмы из стекла ТФ-1 ($dn/d\lambda = 0.16 \text{ мкм}^{-1}$) с длиной основания $b=10 \text{ см}$ и плоской дифракционной решетки 1000 штр/мм с шириной рабочей области 10 с для длины волны 500 нм.

Решение

Разрешающая способность призмы

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda}b,$$

$$d\lambda = \frac{\lambda}{b \frac{dn}{d\lambda}},$$

$$d\lambda = \frac{500}{10 \cdot 0.16 \cdot 10^4},$$

$$d\lambda = 0.02 \text{ нм}$$

Разрешающая способность дифракционной решетки

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = Nq.$$

В первом порядке ($q = 1$) получим

$$d\lambda = \frac{\lambda}{N};$$

$$d\lambda = 500/(1000 \cdot 100);$$

$$d\lambda = 500/(1000 \cdot 100) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ нм}.$$

Таким образом, в случае, когда нужно более высокое разрешение, удобнее пользоваться дифракционной решеткой.

2.6.3 Просветляющие покрытия. Интерференционные фильтры.

Пусть излучение проходит из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 через тонкую (толщина $\lambda/4$) пластинку с показателем преломления n_3 . Можно показать, что коэффициенты отражения R и пропускания T такой пластинки равны соответственно

$$R = \frac{(n_1 n_2 - n_3^2)^2}{(n_1 n_2 + n_3^2)^2} \quad (2.26)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2 n_3^2}{(n_1 n_2 + n_3^2)^2} \quad (2.27)$$

Видно, что при $n_3 \gg \sqrt{n_1 n_2}$ коэффициент отражения $R \rightarrow 1$, а при $n_3 \sim \sqrt{n_1 n_2}$, наоборот, $R \rightarrow 0$. На данной зависимости основан эффект, который называют “просветлением оптики”: в ограниченной области вблизи некоторой длины волны λ происходит погашение волн, отраженных от передней и задней поверхностей диэлектрического слоя. Просветляющие покрытия используют в светотехнике (современные объективы), в спектральных приборах, в интерференционных светофильтрах.

2.6.4 Интерференционные спектральные приборы

Интерференционными спектральными приборами принято называть приборы, в которых используется разность хода до $10^5 - 10^6$ длин волн. Такие приборы имеют высокую разрешающую способность. В качестве диспергирующего элемента, как правило, используется интерферометр Фабри-Перо.

Интерферометр Фабри-Перо представляет собой два частично отражающих зеркала, установленных строго параллельно друг другу. Среда между зеркалами обладает прозрачностью по мощности T и коэффициентом преломления n . Поток света, падающий на интерферометр со стороны линзы, состоит из множества параллельных пучков, соответствующих разным точкам источника. Вследствие многократных отражений от зеркальных поверхностей происходит расщепление каждого пучка на бесконечное число убывающих по амплитуде пучков с определенной разностью фаз. При интерференции пучков наблюдаются полосы равного наклона (в осесимметричной задаче – концентрические кольца). Линзой они могут быть сфокусированы на экран. Результирующая картина в фокальной плоскости линзы определится (аналогично задаче с дифракционной решеткой) произведением функции, обусловленной дифракцией на отверстии интерферометра, и функции, полученной в результате многолучевой интерференции.

Максимальная прозрачность интерферометра соответствует оптической разности хода соседних пучков, равной

$$2Ln \cos \varphi = q\lambda, \quad (2.28)$$

где q – порядок интерференции.

Разрешающая способность интерферометра составляет

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = q \frac{\pi \sqrt{TR}}{1 - TR}, \quad (2.29)$$

где R – коэффициент отражения зеркал интерферометра, а T – прозрачность среды, заполняющей интерферометр.

Найдем типичное приборное уширение линии для интерферометра.

Задача 2.

Пусть $TR = 0.99$, порядок интерференции $q = 10^5$. Найти уширение линии для $\lambda = 500$ нм.

Решение

$$d\lambda = \frac{\lambda(1 - TR)}{q\pi\sqrt{TR}}$$

$$d\lambda = \frac{500 \cdot (1 - 0.99)}{10^5 \cdot 3.14\sqrt{(0.99)}}$$

$$d\lambda = \frac{500 \cdot 0.01 \cdot 10^{-5}}{3.14} \sim 10^{-5} \text{ нм}$$

Возможны различные варианты изменения оптической толщины интерферометра. Один из них – изменение давления.

Задача 3.

Показатель преломления газа зависит от давления как

$$n - 1 = (n_0 - 1)p/p_0$$

Для воздуха $n_0 = 1.0003$. Определить, как должно измениться давление в интерферометре толщиной $L = 1$ для того, чтобы на длине волны 500 нм интерференционная картина сместилась на 1 порядок.

Решение.

По условию максимумов, $2Ln \cos \varphi = q\lambda$. Следовательно (для $\cos \varphi \sim 1$), получим:

$$2L\delta n = \lambda(q - (q - 1)) = \lambda$$

С другой стороны,

$$\Delta n = 4 \cdot 10^{-7} p [\text{Тор}]$$

В конечном итоге получим

$$\Delta n = \frac{5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-2}} = 2.5 \cdot 10^{-5};$$

$$\Delta p = \frac{2.5 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 10^{-7}} \approx 63 \text{ Тор}$$

Таким образом, при выборе спектрального прибора для решения определенной задачи обязательно нужен дополнительный анализ параметров, которые вам необходимы (светосила, скорость регистрации, разрешение и т.д.). К примеру, можно показать, что при одинаковой разрешающей способности светосила дифракционных спектрометров на порядок выше светосилы призмных, а светосила интерферометров Фабри–Перо более чем на порядок превышает светосилу дифракционных приборов. В то же время, если необходима плавная перестройка длины волны, оптимумом являются дифракционные приборы.

Рекомендуемая литература

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т.4. Оптика. М.: “Наука. Физматлит.”
2. В.В.Лебедева. Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1999.
3. А.Н.Зайдель, Г.В.Островская, Ю.И.Островский. Техника и практика спектроскопии. М.:Наука, 1976.
4. В.И.Малышев. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.:Наука, 1979.

2.7 Лазеры как источники излучения. Принцип действия и организация генерации.

Тема сегодняшнего занятия, последнего в цикле семинаров, посвященных источникам и приемникам излучения – лазеры. Мы обсудим принцип действия лазера, условия многомодовой и одномодовой генерации, особенности оптических резонаторов и возможности управления их параметрами, принципы генерации сверхкоротких импульсов.

2.7.1 Принцип действия лазера

Среди понятий, необходимых нам при обсуждении принципов работы лазера, – понятия когерентности и вынужденного излучения. Вспомним вкратце определения этих понятий.

Рассмотрим интенсивность света в какой-либо точке пространства, где перекрываются 2 пучка света. Пусть колебания монохроматичны и задаются выражением

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad (2.30)$$

$$E_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (2.31)$$

Можно показать, что интенсивности колебаний в этом случае

$$I_i = a_i^2; \quad (2.32)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.33)$$

Когерентность колебаний означает, что их фазы каким-либо образом связаны между собой.

Среди различных видов взаимодействия между атомом и электромагнитным полем наиболее часто выделяют поглощение излучения с частотой, достаточной для перехода в одно из возбужденных состояний, и спонтанный переход атома из возбужденного состояния в более низкое с испусканием фотона. Мы же сегодня будем говорить в основном о третьем виде взаимодействия: если на атом, находящийся в возбужденном состоянии, действует излучение, которое сам атом в данном состоянии мог бы естественным образом излучить, то внешнее излучение вызывает *индуцированное* (или стимулированное) излучение атома. Существование этого процесса впервые было осознано Эйнштейном в 1916 году и было вызвано необходимостью объяснить равновесное распределение по энергетическим состояниям атомов, взаимодействующих с излучением. В последующие более чем 35 лет индуцированному излучению уделялось достаточно важное место в фундаментальных исследованиях, но оно не находило никакого применения на практике. Сейчас забавно, к примеру, слышать, что в классической американской монографии 1954 года по квантовой теории излучения эта тема была лишь слегка затронута. В период второй мировой войны существенный толчок получили исследования, связанные с развитием микроволновой техники. Прогресс в микроволновой технике повлек за собой расширение исследований взаимодействия микроволнового излучения с веществом, в

первую очередь – с газами. И в том же 1954 году в Советском Союзе Н.Г.Басов и А.М.Прохоров предложили использовать индуцированное излучение квантовых систем для генерации и усиления электромагнитных волн, а затем создали молекулярный генератор; в США же Ч.Таунс с сотрудниками опубликовали работу, в которой был описан квантовый генератор электромагнитного излучения на молекулах аммиака. Длина волны излучения составляла 1.27 см. Через 10 лет, в 1964 году, эти физики получили Нобелевскую премию за работы в области квантовой электроники.

Собственно, слово лазер (мазер) является аббревиатурой: “Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation”.

Любой лазер состоит из трех основных частей: активной среды, системы накачки и устройства для обеспечения положительной обратной связи (резонатора).

Для понимания принципов действия лазеров нам надо прежде всего выяснить условия, при которых может происходить усиление светового потока при его взаимодействии с атомами вещества. Рассмотрим активную среду лазера и принципы усиления в ней. Пусть монохроматический световой поток интенсивности I_0 и частоты ω падает на вещество. Направим ось x вдоль потока и найдем изменение интенсивности света при его прохождении через вещество.

Для простоты рассмотрим 2-уровневую систему, то есть положим, что только для двух уровней энергии атома, E_1 и E_2 , выполнено условие:

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega \quad (2.34)$$

Во всех реальных системах уровни имеют конечную ширину. Опять же для простоты положим $\Delta E_1 = \Delta E_2 = \Delta E$. При конечной ширине уровня резонансное взаимодействие излучения с атомом происходит в области частот, определяемой соотношением:

$$\omega_{21} - \Delta\omega \geq \omega \geq \omega_{21} + \Delta\omega \quad (2.35)$$

Пусть N_1 и N_2 – число атомов в единице объема на уровнях 1 и 2 соответственно. При учете конечности ширины уровней нам придется внести некоторые уточнения в эти обозначения. Пусть $N_i^{(E)}$ – число атомов в единице объема, имеющих энергию E в пределах данного уровня, так что $N_i = \int N_i^{(E)} dE$. Зависимость $N_i^{(E)}$ можно представить в виде лоренцевского контура

$$N_i^{(E)} = \frac{N_i}{2\pi} \cdot \frac{\Delta E}{(E - E_1)^2 + (\Delta E/2)^2}. \quad (2.36)$$

Значение этой функции имеет максимум при $E = E_1$, равный

$$N_i^{max} = \frac{2N_1}{\pi\Delta E}. \quad (2.37)$$

Будем далее называть эту величину наиболее вероятным значением плотности молекул на данном уровне, относя к единичному интервалу частот, а не энергий:

$$N_i^{max} = \frac{2N_1}{\pi\Delta\omega}. \quad (2.38)$$

Вернемся к рассмотрению изменения интенсивности света вдоль оси x . Вообще говоря, в двухуровневой системе возможны три процесса: поглощение излучения, вынужденное и спонтанное испускание. Будем далее предполагать, что частота ω соответствует в основном переходам между центрами линий, т.е. между E_1 и E_2 .

Изменение интенсивности вдоль активной среды за счет резонансного поглощения пропорционально числу атомов на нижнем уровне $N_1^{max} = (2N_1)/(\pi\Delta\omega)$, коэффициенту Эйнштейна B_{21} , характеризующему вероятность поглощения, плотности электромагнитной энергии u_ω и величине кванта $\hbar\omega$:

$$\frac{dI}{dx} = -B_{12}u_\omega\hbar\omega 2N_1/\pi\Delta\omega. \quad (2.39)$$

Вследствие индуцированного испускания интенсивность света возрастает. Индуцированные переходы обладают двумя важными свойствами: во-первых, их вероятность отлична от нуля только для внешнего поля резонансной частоты, энергия кванта которого совпадает с разностью энергий уровней; во-вторых, излучаемые кванты электромагнитного поля полностью тождественны квантам поля, вызвавшим эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при индуцированных переходах, имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, то есть они неразличимы (тождественны). Пренебрежем спонтанными переходами, помня, что они, будучи некогерентными по отношению к внешнему полю, играют роль собственных шумов; кроме того, спонтанное излучение опустошает верхний энергетический уровень. Будем считать, что время жизни верхнего состояния достаточно велико. Тогда увеличение интенсивности за счет вынужденного испускания

$$\frac{dI}{dx} = B_{21}u_\omega\hbar\omega 2N_2/\pi\Delta\omega. \quad (2.40)$$

Интенсивность света представляет собой поток энергии частоты ω , поэтому в случае плоского потока она связана с плотностью энергии соотношением

$$I = cu_\omega \quad (2.41)$$

Поскольку $g_1B_{12} = g_2B_{21}$, в случае невырожденных уровней ($g_1 = g_2$) получим $B_{21} = B_{12}$.

Суммарное изменение интенсивности

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{2B_{12}u_\omega\hbar\omega}{\pi\Delta\omega}(N_1 - N_2) \quad (2.42)$$

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c\Delta\omega}(N_1 - N_2)I \quad (2.43)$$

Запишем последнее уравнение в виде

$$\frac{dI}{dx} = -k_\omega I, \quad (2.44)$$

$$k_\omega = \frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c\Delta\omega}(N_1 - N_2) \quad (2.45)$$

Данная величина определяет интенсивность поглощения вдоль оси x и называется коэффициентом поглощения.

Видно, что усиление излучения при движении электромагнитной волны через среду возможно только при $k_\omega < 0$.

В случае статистического равновесия населенности N_1 и N_2 связаны формулой Больцмана:

$$N_2 = N_1 e^{-\hbar\omega/kT}, \quad (2.46)$$

Для видимого света при $T=300$ $\hbar\nu/kT \sim 100$, т.е. $N_2/N_1 \ll 1$, $k_\omega > 0$. Чтобы получить усиление света в среде, необходимо создать *инверсию* заселенностей: $N_2 > N_1$.

Пусть каким-либо образом (мы вернемся к этому позже) нам удалось приготовить среду с инверсной заселенностью излучающего уровня, то есть коэффициент усиления среды отрицателен.

В этом случае при распространении вдоль координаты x излучение будет усиливаться:

$$I = I_0 e^{-k_\omega x} \quad (2.47)$$

Если излучение распространяется вдоль активной среды достаточно долго, может случиться так, что при отсутствии внешнего сигнала на выходе появится сигнал I . В этом случае процесс как бы развивается из фотона спонтанного излучения. Такой режим называется генерацией лазерного излучения. Если при этом генерация развивается за один проход через активную среду – без резонатора, то говорят, что лазер работает в режиме сверхсветимости.

Задача 1

Известно, что в импульсном газовом разряде может быть создан лазер на переходе второй положительной системы азота $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, работающий в режиме сверхсветимости. Полагая, что критерием лазерной генерации может служить превосходство по мощности вынужденного излучения, накапливающегося при прохождении через среду, над спонтанным излучением, оценить необходимую длину активной зоны. $A_{v'v''}=0.523$, концентрация возбужденных молекул азота $N_2^* = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\tau_0 = 37 \text{ нс}$, $\lambda = 337 \text{ нм}$, $h = 6 \cdot 10^{-34} \text{ Джс}$, $N_2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Решение

Интенсивность спонтанного излучения определится как ($A_{21} = A_{v'v''}/\tau_0$)

$$I_s = h\nu \frac{N_2^*}{\tau_0} A_{v'v''} = 3 \text{ эВ} \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot 0.5/37 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{см}^3)$$

Интенсивность индуцированного излучения

$$I = I_0 e^{-kl}$$

Пусть $I_0 = 1$ фотон в секунду в единицу объема:

$$I_0 = 3 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{см}^3)$$

Тогда $I/I_0 = I_s/I_0 \approx 10^{19}$, откуда

$$-kl = 19$$

Положим, что контур линии Доплеровский с $\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ нм. Соотношение между коэффициентами Эйнштейна известно:

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21}, \quad k = \frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c\Delta\omega} (N_1 - N_2),$$

Отсюда выразим k через известные величины:

$$k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \frac{\Delta N}{8\pi^3 c} A_{21} \lambda^3$$

Приняв, что $\Delta N \approx N_2^*$, получим:

$$k = \frac{337}{10^{-4}} \cdot \frac{10^{12}}{8 \cdot 3.14^3 \cdot 3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{0.523}{37 \cdot 10^{-9}} (337 \cdot 10^{-7})^3$$

$$k \approx 0.3$$

Тогда

$$l \approx 19/0.3 \approx 60 \text{ см},$$

то есть при длине активной среды 60 см уже можно получить генерацию азотного лазера в режиме сверхсветимости.

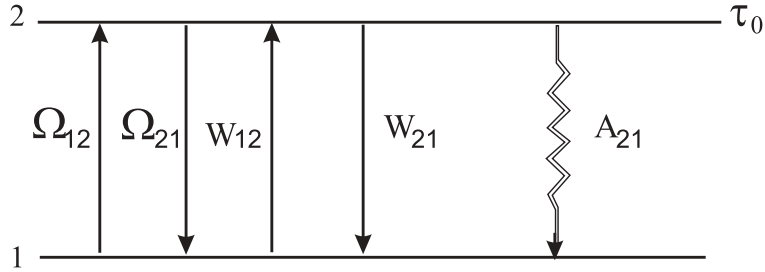


Рис. 3.1.

Рис. 2.4: Двухуровневая система. Ω_{12}, Ω_{21} – безизлучательные процессы накачки и дезактивации.

Как уже было сказано, для того, чтобы получить усиление в активной среде ($k_\omega < 0$), необходимо создать инверсию заселенностей. Каким образом можно создать инверсию заселенностей? Вернемся к рассмотрению двухуровневой системы, но запишем более детальные кинетические уравнения. Пусть Ω_{12} и Ω_{21} – скорости накачки и дезактивации уровня 2 в безизлучательных процессах (рис.2.30), τ_0 – время жизни уровня 2, соответствующее спонтанному излучению, W_{12} и W_{21} – соответствующие вероятности индуцированных переходов. Учитывая, что $N_1 + N_2 = N$, получим:

$$\frac{dN_2}{dt} = \Omega_{12}N_1 - \Omega_{21}N_2 - 1/\tau_0 N_2 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2; \quad (2.48)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \Omega_{12}(N - N_2) - \Omega_{21}N_2 - 1/\tau_0 N_2 + W_{12}(N - N_2) - W_{21}N_2; \quad (2.49)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (\Omega_{12} + W_{12})N - (\Omega_{21} + \Omega_{12} + 1/\tau_0 + W_{12} + W_{21})N_2; \quad (2.50)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A - bN_2; \quad (2.51)$$

$$A = (\Omega_{12} + W_{12})N; \quad b = (\Omega_{21} + \Omega_{12} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}) \quad (2.52)$$

Будем искать решение уравнения в виде

$$N_2 = C_1 e^{\lambda t} + C_2 \quad (2.53)$$

$$dN_2/dt = \lambda C_1 e^{\lambda t} \quad (2.54)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A - bN_2 = \lambda C_1 e^{\lambda t} = A - b(C_1 e^{\lambda t} + C_2) \quad (2.55)$$

Тогда получим:

$$(\lambda C_1 + bC_1)e^{\lambda t} = A - bC_2, \quad (2.56)$$

откуда

$$\lambda = -b, \quad A = bC_2 \quad (2.57)$$

$$N_2 = C_1 e^{-bt} + \frac{A}{b} \quad (2.58)$$

Проверка:

$$\frac{dN_2}{dt} = A - b(C_1 e^{-bt} + \frac{A}{b}) = -bC_1 e^{-bt} \quad (2.59)$$

Коэффициент C_1 определим из начальных условий:

$$N_2 = N_2^0 = C_1 + \frac{A}{b}, \quad (2.60)$$

$$C_1 = N_2^0 - \frac{A}{b} \quad (2.61)$$

Тогда окончательно

$$N_2 = (N_2^0 - \frac{A}{b})e^{-bt} + \frac{A}{b} \quad (2.62)$$

В предположении, что $N_2 \ll N_1$,

$$N_2(t) = \frac{(\Omega_{12} + W_{12})N}{\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}} (1 - e^{-(\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12})t}) \quad (2.63)$$

Проанализируем данную зависимость. При $t \rightarrow \infty$, что соответствует стационарному режиму, получим

$$N_2(\infty) = \frac{(\Omega_{12} + W_{12})N}{\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}} \quad (2.64)$$

В случае, когда мощность лазерной накачки велика и индуцированные переходы являются основными, получим как предельный случай

$$N_2 \rightarrow N/2, \quad (2.65)$$

то есть инверсия в двухуровневой системе невозможна в силу наличия прямых и обратных переходов. Реальные лазерные схемы, как правило, представляют из себя трех-четырёхуровневые системы (рис.2.31) с эффективным опустошением уровня, на который происходит переход с излучением.

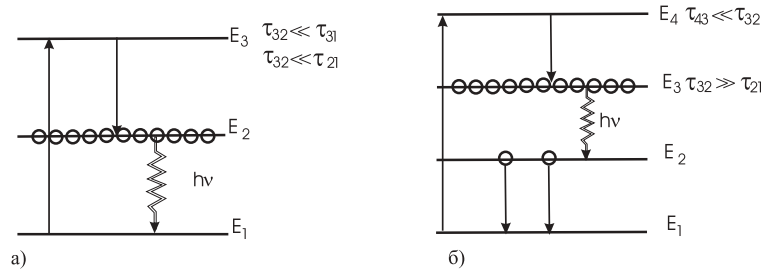


Рис. 2.5: Трехуровневая (а) и четырехуровневая (б) лазерная система.

2.7.2 Модовый состав излучения

Вернемся к представлению оптического генератора в виде системы “Активная среда + резонатор длины L + накачка внешним источником” (рис.2.32). Пусть создано состояние с отрицательной температурой. Тогда $k_\omega < 0$, $N_2 > N_1$. Обозначим $\alpha_\omega = -k_\omega$

$$I(x) = I_0 e^{\alpha_\omega x} = I_0 e^{2L\alpha_\omega} \quad (2.66)$$

Пусть q – доля энергии, которая теряется на зеркалах за цикл. Тогда отражается часть излучения $r = 1 - q - t$ ($0 \leq r \leq 1$); если после отражения интенсивность стала больше исходной, это означает, что в системе происходит генерация электромагнитных волн:

$$(rI_0 e^{2L\alpha_\omega} > I_0) \iff r e^{2L\alpha_\omega} > 1 \quad (2.67)$$

Пусть $\gamma = -\ln r$; $\gamma \geq 0$ (т.к. $r \leq 1$) Тогда $r = e^{-\gamma}$; условие генерации в среде

$$\left. \begin{aligned} (e^{2\alpha_\omega L - \gamma} > 1) &\Rightarrow 2\alpha_\omega L > \gamma \\ \alpha_\omega = \frac{2B_{12}}{\pi c \Delta\omega} \hbar\omega(N_2 - N_1) \end{aligned} \right\} \Rightarrow N_2 - N_1 > \frac{\pi\gamma c \Delta\omega}{4LB_{12}\hbar\omega} \quad (2.68)$$

Это выражение определяет число активных атомов, необходимых для работы лазера. В случае, если в качестве резонатора используется 2 плоскопараллельных зеркала, электромагнитное поле в нем будет представлять совокупность плоских волн (мод), удовлетворяющих условию:

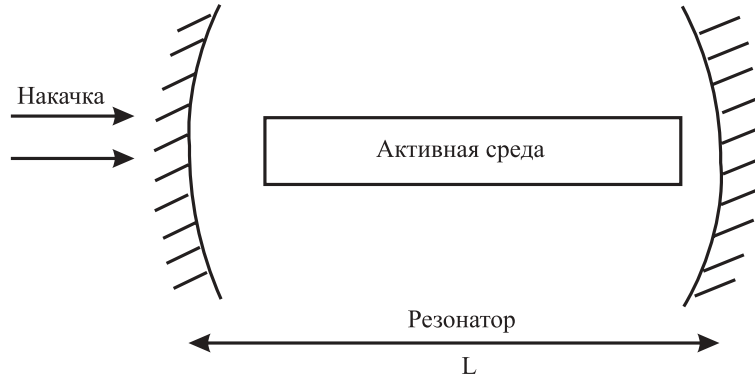


Рис. 2.6: Схематическое представление лазера.

$$2L = n\lambda, \lambda = 1, 2, 3... \quad (2.69)$$

Это так называемые продольные моды оптического резонатора.

Что такое поперечные моды? При бесконечной протяженности зеркал амплитуда поля в любом поперечном сечении резонатора сохраняется постоянной. Векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ световой волны нормальны к направлению продольной оси монохроматора. Такую волну называют волной типа TEM (transversal electromagnetic wave). Если рассматривать задачу распределения электромагнитного поля в поперечном сечении резонатора, можно показать, что стоячая волна в резонаторе характеризуется тремя числами m , n и q : TEM_{mnq} , где m – количество переходов поля через 0 по x (количество раз изменения знака поля); n – количество переходов через 0 по y ; q – количество полуволн в направлении резонатора. Распределение поля в поперечном сечении резонатора:

Каждой из поперечных мод соответствует свое семейство продольных. Как определить количество продольных мод? Пусть в системе есть определенный уровень потерь. Если усиление меньше потерь, генерации нет (рис.2.7). При превышении усиления над потерями, количество продольных мод определяется соотношением ширины линии генерации и межмодового расстояния.

Задача 2. Определить межмодовое расстояние при $\lambda = 500m$ и $L = 100$

$$(2L = n\lambda_1) \Rightarrow n = \frac{2L}{\lambda_1}$$

$$2L = (n + 1)\lambda_2$$

$$2L = \left(\frac{2l + \lambda_1}{\lambda_1} \right) \lambda_2$$

$$2L\lambda_1 = 2L\lambda_2 + \lambda_1\lambda_2$$

$$2L(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_1\lambda_2$$

$$2L\Delta\lambda = \lambda^2$$

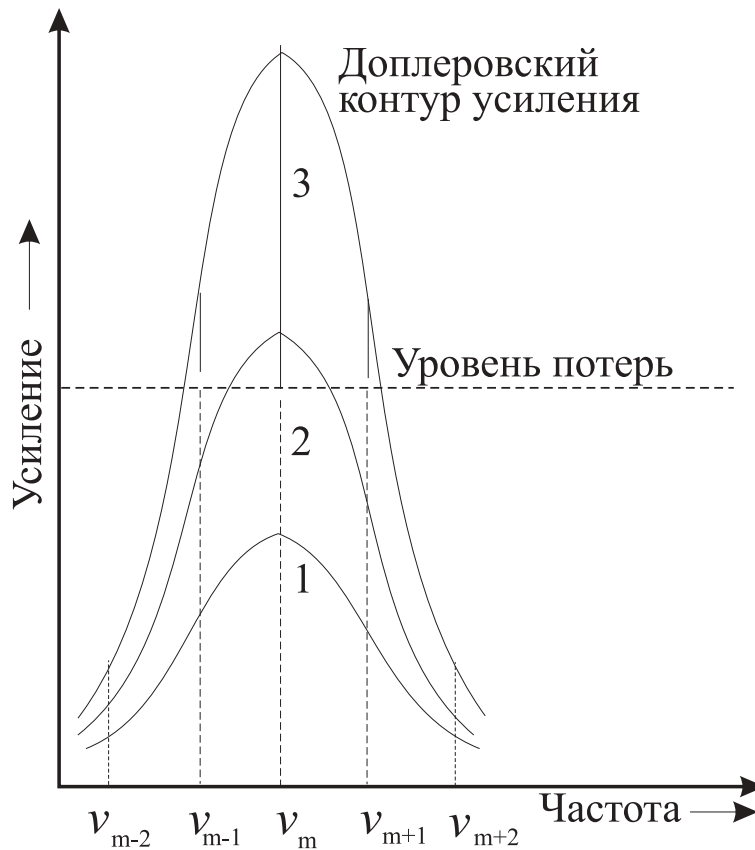


Рис. 2.7: Схема превышения усиления над потерями. 1 – генерации нет, 2 – одномодовая, 3 – многомодовая генерация.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} = 500 \frac{500 \times 10^{-9}}{2} = 500 \frac{5 \times 10^{-7}}{2} = 500 \times 2.5 \times 10^{-7}$$

$$\Delta\lambda = 12,5 \times 10^{-5} \text{ нм} = 1,25 \times 10^{-4} \text{ нм}$$

Задача 3.

При какой наибольшей длине резонатора $He - Ne$ лазер с шириной линии генерации Δ

$\Delta\nu_{\Delta} = 1 \text{ ГГц}$ еще будет работать в одномодовом режиме?

Решение.

$$2L = n\lambda_1$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\gamma} = \frac{\lambda}{2L}$$

$$L = \frac{\lambda}{2(\Delta\gamma/\gamma)} = \frac{632,8 \times 10^{-7} \times 10^{15}}{2 \times 10^9}$$

$$L = 316,4 \times 10^{8-9} = 31,6 \text{ см}$$

2.7.3 Лазер с модулированной добротностью

В режиме работы, когда в резонаторе лазера находится только активный элемент, происходит в так называемом режиме свободной генерации. Свободное излучение лазера представляет собой, как правило, последовательность относительно коротких световых импульсов, беспорядочно флуктуирующих во времени. Их длительность составляет около сотен мкс, что неплохо для стационарного режима, но совершенно не подходит для сколько-нибудь времяразрешенных измерений.

Принцип действия лазера с модулированной добротностью основан на сокращении на сокращении времени излучения благодаря накоплению активных центров на метастабильном уровне. Добротность резонатора Q определяется отношением энергии электромагнитного поля, накопленной в резонаторе, к энергии, теряемой за один период:

$$Q = 2\pi \frac{W_{\text{нак}}}{W_{\text{пот}}} = 2\pi\gamma \frac{W_{\text{нак}}}{P_{\text{пот}}} \quad (2.70)$$

Задача 4.

Определить добротность $He - Ne$ лазера, излучающего на длине волны $\lambda = 0,63(\gamma = 4,7 \times 10^{14} \text{ с}^{-1})$ при длине резонатора $L = 1 \text{ м}$ и потерях за 1 проход 2% ($\alpha = 0,02$)

Решение.

Накопленная в резонаторе энергия

$$W_{\text{нак}} = SuL,$$

где S – площадь зеркал резонатора, u – средняя плотность поля излучения, L – длина резонатора.

Энергия, теряемая за период,

$$W_{\text{пот}} = Su\lambda\alpha,$$

где α – доля энергии, теряемая за один проход.

Тогда

$$Q = 2\pi \frac{L}{\lambda\alpha}$$

$$Q = 2\pi \frac{1}{630 \times 10^{-9} \times 0,02} = 6 \frac{10^9}{630 \times 0,02} = 0,5 \times 10^9 = 5 \times 10^8$$

$$Q = 5 \times 10^7$$

Рассмотрим лазер с модулированной добротностью. Пусть под действием импульса накачки в активном элементе возрастает инверсная заселенность $N(t) =$

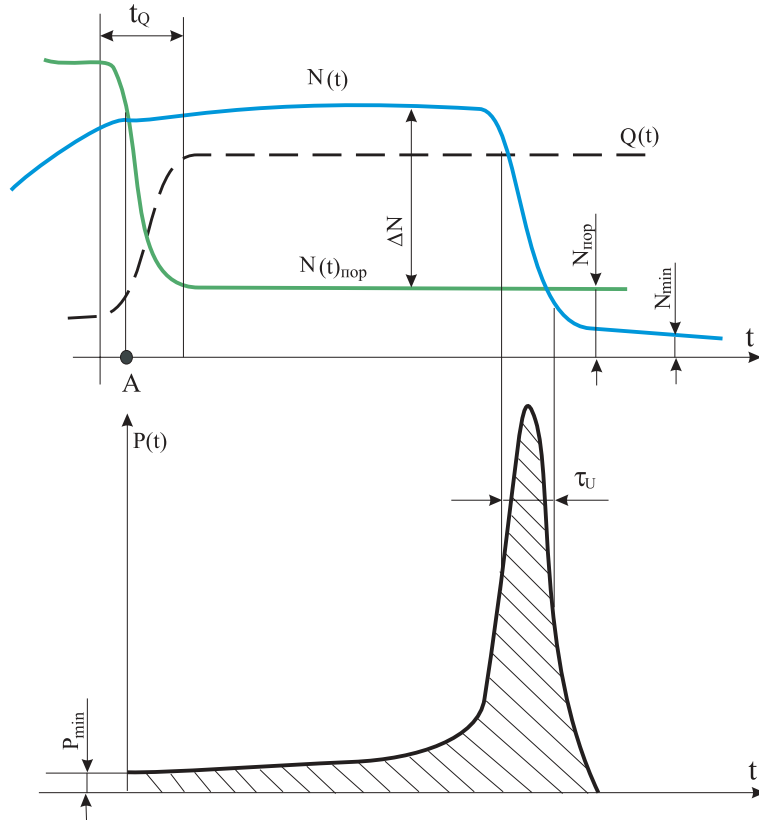


Рис. 2.8: Схема формирования гигантского импульса.

$N_2(t) - N_1(t)$. В какой-то момент времени мы сумели скачком изменить добротность резонатора. Как следствие, меняется пороговая инверсная заселенность $N_{\text{пор}}$, при которой может возникнуть генерация (рис.2.8, окрестность точки А). В момент А, когда пороговое значение плотности инверсной заселенности сравняется с плотностью инверсной заселенности $N(t)$, начнется процесс генерации. Медленное линейное развитие генерации будет сопровождаться нарастанием вынужденного излучения. Затем в течение короткого промежутка времени $N(t)$ снижается до N_{min} ($N_{\text{min}}/ < N_{\text{пор}}$). Практически вся энергия, сосредоточенная в гигантском импульсе высвечивается на данном этапе.

Задача 5. Оценить время гигантского импульса как время жизни фотона в резонаторе с $Q = 10^8$ на длине волны $\lambda = 500$ нм

Решение.

Пусть за один проход теряется α [см⁻¹] излучения:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I$$

Плотность энергии запишем как $\rho = I/c$ и учтем, что $dz = cdt$. Тогда

$$\frac{d\rho}{dt} = -\alpha \rho$$

$$\rho = \rho_0 \exp(\alpha ct) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{t_{\text{эфф}}}\right),$$

где $\tau_{\text{эфф}} = 1/(\alpha c)$ -время жизни фотона в резонаторе.
Далее,

$$Q = 2\pi \frac{\rho_0}{\rho_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_{\text{эфф}}}\right)\right)}$$

$$Q \approx 2\pi \frac{\tau_{\text{эфф}}}{T} = \omega \tau_{\text{эфф}},$$

откуда $\tau_{\text{эфф}} \approx \omega^{-1} Q \approx 10^{-15} 10^8 \approx 10^{-7}$ с.

Методы получения модулированной добротности можно разделить на активные и пассивные. К активным относят оптико-механическую модуляцию (скорость вращения затвора может достигать 20-30 тыс. об/мин). В качестве пассивных используют, к примеру, электрооптические затворы (ячейки Поккельса), основанные на изменении показателя преломления света в кристаллах под воздействием электрического поля. Типичная скорость изменения добротности резонатора в этом случае может достигать 1 нс.

2.7.4 Синхронизация мод

Синхронизация фаз продольных мод лазера позволяет получать импульсы с $\tau = 10^{-10} \div 10^{-12}$ с и мощностью до 10^{12} Вт. Большинство реальных лазеров работают в многомодовом режиме. Их спектр представляет собой эквивалентную последовательность собственных продольных мод резонатора $\Delta\nu = c/2L$. Суммарное поле генерации

$$E(t) = \frac{1}{2} \sum_{q=0}^N E_q \exp[-i(\omega + q\Delta\omega)t] e^{i\varphi_q} + \text{компл. сопр.} \quad (2.71)$$

Здесь E_q , φ_q – амплитуда и фаза собственной моды с индексом q ; $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$. Если все φ_q – хаотические, то $I(t)$ – случайный процесс с хаотическими выбросами. Пусть $\varphi_i = 0$ для всех i . Просуммируем (2.71) от 0 до N :

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \left(e^{-i\omega t} \frac{e^{-i(N+1)\Delta\omega t}}{e^{-i\Delta\omega t} - 1} + \text{компл.сопр.} \right) \quad (2.72)$$

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left[(N+1)\frac{\Delta\omega t}{2}\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\right]} \cos\left[\left(\omega + N\frac{\Delta\omega}{2}\right)t\right] + \text{компл. сопр.} \quad (2.73)$$

Тогда излучение опишется зависимостью

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left[(N+1)\frac{\Delta\omega t}{2}\right]}{\sin^2\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\right]} \quad (2.74)$$

Мы получим узкие пики длительностью

$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega}, \quad (2.75)$$

следующие друг за другом с периодом

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (2.76)$$

Задача 6.

Пусть удалось 100 продольных мод непрерывного лазера с длиной резонатора 1 м. Оценить период генерации и длительность полученных импульсов.

Решение.

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2\pi}{2\pi\Delta\nu} = \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 1}{3 \cdot 10^8} = 0.6 \cdot 10^{-8} = 6 \text{ нс}$$

$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega} = \frac{T}{N+1} \approx 6 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-2} = 60 \cdot 10^{-12} = 60 \text{ пс}$$

На практике синхронизацию мод лазера осуществляют либо с помощью внешнего сигнала, управляющего свойствами резонатора (активная синхронизация), либо с помощью нелинейной оптической среды, изменяющей свойства под действием поля излучения (пассивная синхронизация).

В заключение приведем таблицу, частично взятую из монографии [2], в которой представлены различные типы лазеров и их основные характеристики – рабочий атом (молекула, ион), матрица, длина волны и типичная выходная мощность в непрерывном и импульсном режиме.

Тип	Лазер	Раб.А,М,І	Матрица	λ	Вых.мощность	
					непрер.	имп.
Твердотельные	рубиновый	Cr^{3+}	Al_2O_3	694,3нм	1Вт	100Вт-10,9Вт
	YAG-Nd	Nd^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	1,064мкм	1-1000Вт	10МВт
	Стекло-Nd	Nd^{3+}	Стекло	1,06мкм	—	100Вт-1ГВт
Жидкостные	на красителях	органические красители	растворитель	310нм-1,2мкм	0,1Вт	10кВт
Газовые	He-Ne	Ne	He	632,8нм 1,152мкм 3,391мкм	0,5-50мВт 10-100мВт	— —
	He-Cd	Cd^+	He	325нм 3,391мкм	5-50мВт	—
	He-Cd	Cd^+	He	325нм 441,6нм	5-50мВт	— —
	Ar	Ar^+	—	514,5нм	1-300Вт	—
	CO_2	CO_2	N_2 , He	10,6мкм	1-1000Вт	—
	азотный	N_2	—	337,1	—	10^6 Вт(10нс)
Экцимерные	XeF	Xe,F	He	350нм	—	2-4мВт
	K_2F	K_2F	He	248нм	—	2-4мВт
	ArF	Ar,F	He	193нм	—	(25нс)
Полупроводниковый	GaAs	GaAs	—	850-910 нм	0,01Вт	10кВт

Рекомендуемая литература

1. Лабораторные занятия по физике. Учебное пособие под ред. Л.Л.Гольдина. М.: “Наука. Физматлит.”
2. В.В.Лебедева. Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1999.
3. Н.В.Карлов. Лекции по квантовой электронике. М.:Наука, 1988.

4. А.Мэйтленд, М.Данн. Введение в физику лазеров. М.:Наука, 1978.
5. К.И.Крылов, В.Т.Прокопенко, В.А.Тарлыков. Основы лазерной техники. Ленинград.:Машиностроение, 1990.
6. Н.И.Коротеев, И.Л.Шумай. Физика мощного лазерного излучения. М.:Наука, 1991.

2.7.5 Контрольные вопросы к теме

1. Область ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения составляет (выберите любой верный ответ): а) 1 нм - 25 мкм; б) $10^{13} - 10^{17}$ Гц; в) 400 нм - 0.1 мкм; г) 200 нм - 750 нм; д) $10^{17} - 10^{20}$ Гц; е) $10^{11} - 10^{14}$ Гц.
2. Перечислите известные Вам типы уширения спектральных линий.
3. Типичная величина естественного уширения линий в видимом диапазоне спектра составляет: а) 1 нм; б) 1 мкм; в) 1 см; г) 10^{-2} нм; д) 10^{-5} нм; е) 1 Å.
4. Минимальное число штрихов дифракционной решетки, необходимое для разрешения дублета Na (длины волн 589.0 нм и 589.6 нм), составляет: а) 10 штрихов; б) 1000; в) 600; г) 2000; д) 50; е) 1200.
5. Что такое когерентность?
6. В He-Ne лазере пластинки, закрывающие с торцов рабочую кювету с газовой смесью, устанавливают под углом Брюстера. Зачем?
7. Соотнесите диапазоны длин волн с типами переходов в молекулах (вращательно-вращательные переходы; колебательно-колебательные переходы; переходы с изменением электронного состояния атома или молекулы; ионизация; диссоциация): а) 400 нм - 750 нм; б) 100 нм - 400 нм; в) 2.5 мкм - 25 мкм; г) 25 мкм - 1 мм.
8. Так называемый бакдиапазон, в котором происходит наиболее эффективное уничтожение микроорганизмов оптическим излучением, занимает область 200-300 нм. Какой источник излучения выбрали бы Вы для обеззараживания воздуха в помещении: а) эксимерный лазер; б) лампу накаливания с высокой температурой; в) газоразрядную лампу; г) источник на основе синхротронного излучения?
9. Для каких длин волн - ИК или УФ - дифракционная решетка должна быть с большей плотностью штрихов и почему?
10. Что такое моды лазерного излучения?
11. Чем определяется число мод?
12. Возможно ли наполнение вакуумного монохроматора гелием, если нижний возбужденный уровень атома He соответствует 18 эВ? Почему?
13. Возможен ли лазер без оптического резонатора?