

621.374
Б 874

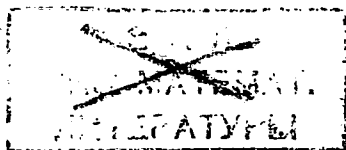
А.А.БРАНДТ
Ю.В.ТИХОМИРОВ

ПЛАЗМЕННЫЕ
УМНОЖИТЕЛИ
ЧАСТОТЫ

А. А. БРАНДТ, Ю. В. ТИХОМИРОВ

ПЛАЗМЕННЫЕ
УМНОЖИТЕЛИ
ЧАСТОТЫ

Конт. сменный экземпляр



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1974

530.1
Б 87
УДК 533.9

Гос. публичная
научно-техническая
библиотека СССР
образца
читального зала

621.374
Б 874

45-6832

Д4
48197

Плазменные умножители частоты. Брандт А. А.,
Тихомиров Ю. В., Изд-во «Наука» Главная редак-
ция физико-математической литературы, М., 1974.

В книге рассматриваются вопросы, связанные с теоретической и экспериментальной разработкой плазменных умножителей частоты СВЧ-диапазона. Анализируются различные нелинейные явления в плазме. Значительное внимание уделено процессам, происходящим на границе металл — плазма.

Подробно описывается плазменный варактор — новый нелинейный элемент, являющийся плазменным аналогом полупроводникового перехода. Нелинейный конденсатор плазменного варактора образуется на поверхности металлического электрода, погруженного в плазму, а его обкладками являются сам электрод и резкая граница электронной компоненты плазмы, формирующейся под действием приложенного СВЧ-напряжения. Умножитель, работающий на плазменном варакторе, обеспечивает эффективность преобразования порядка 50% (для второй гармоники) при высоком уровне входной мощности, значительно превосходящем возможности полупроводниковых приборов.

Приводится обзор литературы и обширная библиография, посвященная исследованиям плазменных умножителей за последние двадцать лет. Даются рекомендации по конструированию плазменных умножителей и данные для инженерного расчета.

Рис. 94, табл. 23, библи. 112 назв.

20402—143 110-74
Б 053(02)-74

© Главная редакция
физико-математической литературы
издательства «Наука» 1974.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Введение	5
Глава I. Плазменные умножители частоты	7
Глава II. Экспериментальное исследование плазменных умножителей	22
§ 1. Введение	22
§ 2. Умножители низкой частоты	22
§ 3. Умножители дециметрового диапазона	26
§ 4. Умножители сантиметрового диапазона	51
§ 5. Умножители миллиметрового диапазона	97
§ 6. Импульсные умножители	116
§ 7. Спектральный состав выходного сигнала умножителя	122
Глава III. Теоретический анализ работы плазменных умножителей	128
§ 1. Введение	128
§ 2. Расчет параметров варактора	131
§ 3. Вольтамперная характеристика варактора	156
§ 4. Влияние постоянного напряжения на параметры варактора	165
§ 5. Влияние рода газа на параметры варактора	170
§ 6. Влияние размеров варактора на эффективность преобразования	175
§ 7. Переходные процессы в умножителях	183
§ 8. Конструктивные особенности плазменных умножителей	194
Приложение 1	200
Приложение 2	201
Литература	202

ПРЕДИСЛОВИЕ

(Предлагаемая книга представляет собой попытку систематизировать разрозненные публикации, посвященные исследованию плазменных умножителей частоты, т. е. умножителей, работа которых основана на нелинейном взаимодействии СВЧ-излучения с плазмой газового разряда. Необходимость в такой систематизации назрела, по-видимому, давно, так как с момента появления первой работы в 1953 г. делались многократные попытки использования нелинейных свойств плазмы для генерации гармоник в различных диапазонах длин волн от дециметровых до субмиллиметровых.

Интерес к такого рода разработкам в США, Канаде, Японии и Советском Союзе привел к созданию нового нелинейного элемента, способного работать в диапазоне СВЧ при высокой входной мощности. В результате проделанной работы было обнаружено, что нелинейные эффекты в объеме плазмы играют незначительную роль по сравнению с нелинейными эффектами, имеющими место на границе плазмы.

Монография состоит из трех глав, первые две из которых посвящены обзору литературы по плазменным умножителям частоты, а третья — опубликованным в разное время исследованиям авторов данной книги, относящимся к нелинейным явлениям на границе металл — плазма и некоторым конструкциям плазменных умножителей.

Книга рассчитана на читателя, знакомого с общими вопросами плазменной электроники. Она может оказаться полезной инженерам, занимающимся разработкой умножителей частоты, а также аспирантам и студентам старших курсов радиофизических специальностей.

А. А. Брандт, Ю. В. Тихомиров

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное исследование плазменных умножителей частоты показало, что их отличительной особенностью является способность работать при весьма высоком уровне входной мощности, значительно превосходящем возможности полупроводниковых диодов. Ограничения входной мощности плазменных умножителей связаны лишь с проблемой отвода тепла от разрядной камеры и с разрушением ее электродов при ионной бомбардировке. Простота и надежность плазменных умножителей дают основание полагать, что они могут быть использованы даже в диапазонах, обеспеченных в настоящее время электронными лампами или полупроводниковыми диодами.

Поскольку подобного рода приборы промышленностью пока не выпускаются и большинство сведений о их свойствах содержится в разрозненных публикациях, появившихся в последние двадцать лет, авторы считали своей задачей подробное изложение результатов экспериментов и теоретических оценок параметров плазменных умножителей различных диапазонов длин волн.

Работы, опубликованные в США, Канаде, Японии и СССР, преследовали в основном две цели — получение колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн и выяснение механизма нелинейности, ответственного за генерацию гармоник. В первом случае использовались возможно более высокочастотные входные генераторы, имеющиеся в распоряжении экспериментаторов, в то время как при изучении нелинейного механизма предпочтение отдавалось более низкочастотным диапазонам — дециметровому и десятисантиметровому, в которых размеры деталей позволяют более тщательно исследовать особенности конструкции умножителя.

Если в более ранних работах анализировались главным образом нелинейные процессы в объеме плазмы, то в последнее время основное внимание уделяется нелинейным явлениям на границе металл — плазма. Именно эти процессы, связанные с взаимодействием мощного СВЧ-излучения с границей плазмы, обеспечивают работу плазменного умножителя с максимальной эффективностью преобразования. Анализ этого механизма позволяет объяснить характеристики плазменных умножителей, наблюдаемые разными авторами.

В отличие от обычных умножителей частоты, основанных на использовании электронных ламп, полупроводниковых диодов и пр., при конструировании плазменных умножителей одной из основных задач является разработка оптимального плазменного элемента (разрядной камеры) и способа его соединения с остальными элементами высокочастотного тракта. В силу этого при работе с плазменными умножителями необходимо четкое понимание существа нелинейного механизма, обеспечивающего высокое значение эффективности преобразования.

Подробно исследованный авторами настоящей книги так называемый плазменный варактор, представляющий собой нелинейный конденсатор, емкость которого зависит от приложенного напряжения, может быть использован не только для умножения частоты, но и для других нужд радиофизики (при конструировании, например, модуляторов, фазовращателей и пр.). Предварительные эксперименты в этом направлении показали перспективность и высокую эффективность таких устройств, отличительной особенностью которых является способность работать при высоких уровнях СВЧ-мощности при весьма малых затратах мощности на управление.

Использование нелинейных эффектов в пограничных областях плазмы, по мнению авторов, открывает широкое поле деятельности при конструировании различных радиофизических устройств СВЧ-диапазона.

ПЛАЗМЕННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

В 1953—1957 гг. экспериментально было обнаружено, что плазма газового разряда может быть использована в качестве нелинейного элемента умножителя частоты в дециметровом [1] и сантиметровом [2] диапазонах длин волн. В дальнейших работах, связанных с изучением плазменных умножителей частоты, делались попытки получения миллиметровых и субмиллиметровых волн, а также ставилась задача исследования нелинейного механизма, обеспечивающего возникновение на выходе умножителя частот, кратных частоте входного напряжения.

Под плазменным умножителем частоты мы будем понимать некоторое устройство, в котором электромагнитное или электрическое поле входного источника (генератора), нелинейным образом взаимодействуя с плазмой (создаваемой обычно самим источником), генерирует на выходе гармоники входной частоты. В отличие от широко используемых умножителей частоты других типов [3, 4, 5], плазменные умножители частоты являются умножителями, способными работать при весьма высоких уровнях входной мощности и сравнительно высокой эффективности преобразования.

Схема плазменного умножителя частоты не отличается от схемы (рис. 1) обычного умножителя, за исключением некоторых специфических цепей, связанных с формированием самой плазмы. В любом варианте плазменного умножителя всегда можно выделить контуры входной и выходной цепей и связывающий их нелинейный элемент в виде области взаимодействия излучения входного генератора с плазмой.

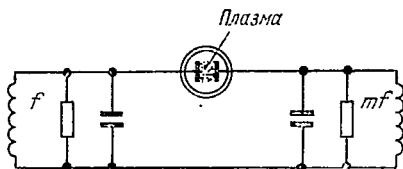


Рис. 1. Схема плазменного умножителя частоты.

Область взаимодействия электромагнитного (или электрического) поля входного генератора с плазмой может представлять собой, как это показано на рис. 2, вакуумированный и заполненный газом объем 1, облучаемый рупором 2. При достаточной мощности облучения в объеме 1 возникает плазма высокочастотного раз-

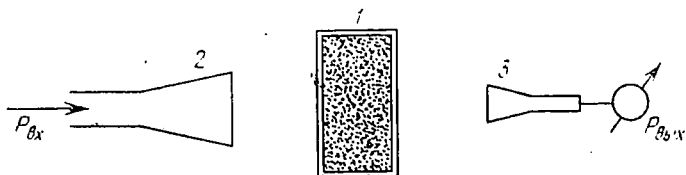


Рис. 2. Взаимодействие электромагнитного поля с плазмой. 1 — объем, заполненный газом, 2 — рупор генератора, 3 — рупор приемника.

ряда, нелинейным образом взаимодействующая с электромагнитным полем волны [6]. В результате этого, приемник 3, настроенный на m -ю гармонику, регистрирует наличие выходной мощности $P_{вых}$, излучаемой на частоте $m\omega$.

Устройством, обеспечивающим взаимодействие поля с плазмой, может служить, например, вакуумированная секция волновода [7], изображенная на рис. 3. Плазма

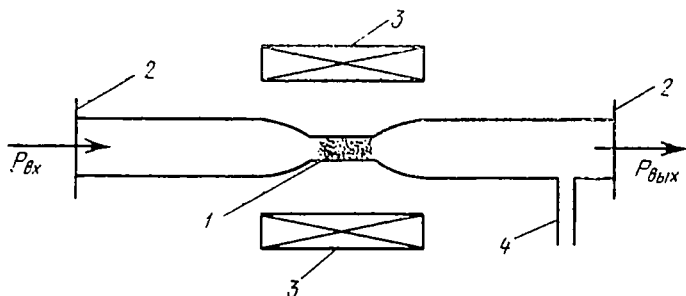


Рис. 3. Вакуумированная секция волновода. 1 — плазма, 2 — слюдяное окно, 3 — соленоид, 4 — откачка и напуск газа.

здесь образуется за счет энергии входного генератора в более узкой части волновода, где напряженность электрического поля повышена. Волновод может быть помещен между полюсами магнита или внутри соленоида.

Область взаимодействия может представлять собой разрядный промежуток, образованный металлическими электродами той или иной конфигурации. На рис. 4 показаны некоторые типичные разрядные промежутки (разрядные камеры), помещаемые обычно в волновод и используемые в умножителях сантиметрового или

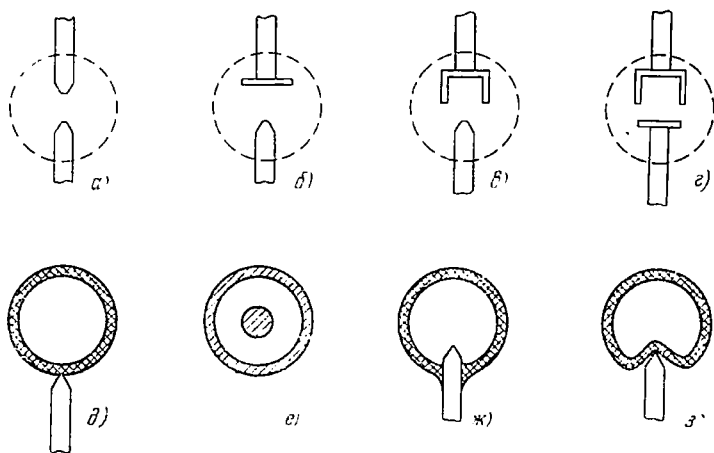


Рис. 4. Типы разрядных камер. а) острие — острие, б) острие — плоскость, в) острие — кольцо, г) кольцо — диск, д, з) с внешним электродом, е) коаксиальная, ж) одноэлектродная.

миллиметрового диапазонов. В некоторых умножителях применяются разрядники (рис. 4 — д, з), представляющие собой сферический (или цилиндрический) объем, окруженный стеклянной колбой и возбуждаемый снаружи металлическим штырем. Умножители такого типа мы в дальнейшем будем называть умножителями точечного или сосредоточенного типа в отличие от распределенных (или протяженных) умножителей, описанных в главе III.

Газовый разряд в пространстве взаимодействия плазменного умножителя поддерживается обычно за счет энергии входного генератора. При помощи плазменного умножителя можно также производить умножение частоты сигналов и малой мощности. В случае небольшой высокочастотной мощности, недостаточной для поджига разряда, можно использовать внешний источник, напри-

мер, постоянного тока. Однако при очень малых входных мощностях плазменные умножители имеют более высокий уровень шума по сравнению с умножителями на полупроводниковых диодах.

Типичная блок-схема экспериментальной установки, предназначенной для исследования плазменных умножителей, изображена на рис. 5. Схема состоит из генератора основной частоты, снабженного ферритовой развязкой или аттенуатором, измерительной линии и других

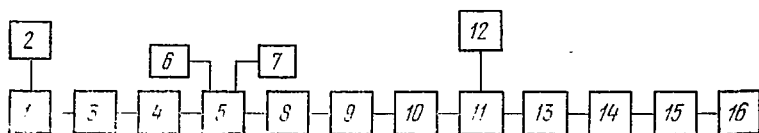


Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — генератор, 2 — волномер, 3 — ферритовая развязка (аттенуатор), 4 — измерительная линия, 5 — направленные ответвители, 6, 7 — измерители падающей и отраженной мощности, 8, 15 — трансформаторы импедансов, 9, 14 — режекторные фильтры, 10, 13 — телескопические соединения, 11 — умножительная секция (генератор гармоник), 12 — система откачки и напуска газа, 16 — согласованная нагрузка (измеритель мощности, анализатор спектра и пр.).

элементов, например, таких как режекторные фильтры 9 и 14, первый из которых препятствует проникновению гармоники в генератор, а второй — проникновению основной частоты в нагрузку 16. В некоторых экспериментальных установках используются телескопические соединители 10 и 13 или фазовращатели, служащие для регулировки положения умножительной секции 11 относительно распределения поля основной волны.

Умножитель частоты характеризуется так называемой эффективностью преобразования — безразмерным параметром η , равным отношению выходной мощности на частоте гармоники к входной мощности на основной или входной частоте

$$\eta = P_{m\omega} / P_{\omega} = P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}}, \quad (1)$$

и выражается обычно в процентах или децибелах (см. приложение 1).

Эффективность преобразования в случае умножителя с нелинейным резистором определяется выражением [8]

$$\eta = \alpha / n^2, \quad (2)$$

где m —номер гармоники, а $\alpha=1$ в случае идеального вентилля, вольтамперная характеристика которого изображена на рис. 6 кусочно-линейной функцией AOB . Таким образом, например, значение $\eta=25\%$ (-6 дб) для второй гармоники ($m=2$) является предельным для эффективности преобразования умножителя с нелинейным резисторным элементом.

При наличии потерь вольтамперная характеристика нелинейного элемента принимает вид, изображенный на рис. 6 пунктирной кривой, отмеченной цифрой 1. Эффективность преобразования при этом уменьшается ($\alpha < 1$), причем коэффициент α оказывается

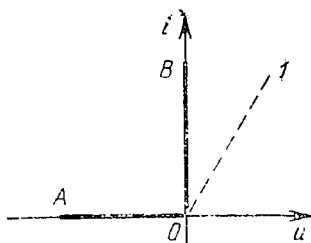


Рис. 6. Вольтамперная характеристика нелинейного резистора.

зависящим от наклона вольтамперной характеристики, т. е. от дифференциального сопротивления $R=du/di$ нелинейного сопротивления в области проводимости.

Если в качестве нелинейного элемента используется нелинейный реактивный элемент, например нелинейная емкость или индуктивность, то эффективность преобразования на m -ю гармонику может составлять 100% при отсутствии потерь. При наличии потерь в самом элементе или в подводящих цепях эффективность преобразования зависит от величины потерь и свойств самого нелинейного реактивного элемента.

В плазменных умножителях преобразование частоты связано со специфическим характером взаимодействия электромагнитного поля с плазмой, а строгий теоретический анализ этого взаимодействия основан на решении системы уравнений Максвелла, закона сохранения заряда и уравнения движения:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + en\mathbf{v}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n \mathbf{v} = n(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_r), \quad (5)$$

и

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{e}{m} (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}]) - \frac{kT}{mn} \nabla n - \nu_e \mathbf{v}, \quad (6)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей, n — концентрация электронов, e и m — заряд и масса электрона, T — электронная температура, ν_e — частота столкновений электронов с нейтральными частицами, ν_i — частота столкновений, приводящих к ионизации, ν_r — частота столкновений, приводящих к рекомбинации, k — постоянная Больцмана, $\mathbf{v}$ — средняя скорость электронов.

Не решая этих уравнений, можно указать, за счет каких механизмов осуществляется нелинейное взаимодействие плазмы и электромагнитной волны в плазменном умножителе частоты. Так, например, из уравнений видно, что при изменении всех переменных по закону $\exp(j\omega t)$ слагаемые $n\mathbf{v}$ уравнений (4), (5) и члены $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}$, $[\mathbf{v} \mathbf{B}]$ в уравнении (6) будут изменяться по закону $\exp(j2\omega t)$, что объясняет возникновение второй гармоники входной частоты.

Более глубокий анализ уравнений (3) — (6) указывает на целый ряд нелинейных механизмов, рассмотренных ниже и вызывающих появление гармоник в спектре излучения, взаимодействующего с плазмой. В работах, посвященных исследованию плазменных умножителей частоты, в основном анализируются те механизмы нелинейности, которые связаны с взаимодействием электромагнитной волны с безграничной плазмой. Эти так называемые «объемные» нелинейные механизмы следует отличать от «граничных» — возникающих на границах раздела плазмы. Нелинейность этого типа, связанная с явлениями на границах металл — плазма, играющая, по мнению авторов настоящей книги, решающую роль в работе плазменного умножителя, будет подробно рассмотрена в главе III. Ниже перечисляются основные объемные нелинейные механизмы, анализируемые в опубликованных работах, рассмотренных в главе II и обеспечивающих, вообще говоря, незначительную эффективность преобразования.

1. Столкновительная нелинейность. Этот механизм нелинейности связан с зависимостью частоты ν_e столкновений электронов с нейтральными частица-

ми от средней энергии электронов. Так как энергия электронов изменяется с удвоенной частотой, то последнее слагаемое уравнения (6) обеспечивает появление нечетных гармоник. Данный механизм нелинейности, исследованный в работах [9—11], дает незначительную [12] эффективность преобразования — порядка нескольких десятых долей процента.

2. Модуляция частоты столкновений. Механизм нелинейности, связанный с модуляцией частоты столкновений ν_i , приводящих к ионизации, имеет место при высоком уровне входной мощности и приводит к появлению четных гармоник, как это следует из уравнения (5). При высоком уровне входной мощности [13, 14] в разрядной области создаются условия для генерации электронов и их удаления из объема за промежуток времени, сравнимый с периодом высокой частоты, что и приводит к значительной модуляции частоты столкновений.

3. Влияние магнитных полей. Переменная компонента магнитного поля вносит незначительную нелинейность, учитываемую слагаемым $[vB]$ уравнения (6). Влияние статического магнитного поля весьма существенно в тех случаях, когда генерация гармоник обуславливается электронным циклотронным резонансом: в этих случаях замагниченная (анизотропная) плазма ведет себя подобно подмагниченным ферритам. В других случаях при работе, например, с разрядными камерами, образованными металлическими электродами, при больших входных мощностях статическое магнитное поле не оказывает влияния на генерацию гармоник [15—17].

4. Неоднородность плотности плазмы. Возникновение гармоник может быть связано с зависимостью плотности n плазмы от координаты, как это видно из уравнения (5). Поскольку при воздействии на плазму электрического поля высокой частоты ионы остаются неподвижными, движение электронов может увеличивать или уменьшать имеющийся в некотором небольшом объеме заряд. Высокочастотное поле, следовательно, будет вызывать осцилляции пространственного заряда, причем слагаемое $\nabla n \cdot v$ в уравнении (5) учитывает появление тока гармоник. Этот эффект усиливается

при наличии плазменного резонанса, когда внешняя частота совпадает с резонансной частотой плазмы ω_p :

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} \approx 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n}, \quad (7)$$

где n — невозмущенная плотность электронов (см. приложение 2).

При значительном градиенте плотности электронов в слое, примыкающем к металлическому электроду, будет существовать область, в которой диэлектрическая проницаемость плазмы для частоты, например, второй гармоники обращается в нуль. В этой области возникает нелинейное взаимодействие, обеспечивающее в некоторых случаях 100%-ную передачу энергии входной волны в энергию второй гармоники [18]. Естественно, что процессы диссипации энергии, связанные со столкновениями электронов с нейтральными частицами, уменьшают эффективность преобразования.

5. Неоднородность электрического поля. В случае электрического поля, зависящего от координаты, нелинейный механизм взаимодействия связан с тем, что сила $eE(x)$, действующая на заряд, зависит от положения заряда, и поэтому уравнение движения (6) оказывается нелинейным. Кроме того, второй член $(v \nabla) v$ уравнения (6) также обуславливает нелинейность, если основная компонента скорости пропорциональна приложенному электрическому полю. Подобно эффекту неоднородности плазмы данная нелинейность реактивна по своей природе и в отсутствие столкновений может дать 100%-ную эффективность преобразования. Эффективность преобразования плазменных умножителей, основанных на таком механизме нелинейности, действительно может оказаться высокой, особенно при условии плазменного резонанса на частоте гармоники [19—21].

Анализ показывает, однако, что нелинейность подобного типа может дать высокую эффективность преобразования лишь при очень высоких значениях напряженности электрического поля и значительных градиентах. Осуществить эти условия в больших объемах плазмы практически невозможно, в силу чего экспериментаторы стремятся использовать разрядные камеры как можно меньшего размера.

При высоких значениях удельной мощности СВЧ-излучения неизбежно должно проявляться свойство самоэкранировки плазмы, т. е. образование слоя плазмы с критической концентрацией на границе падения электромагнитной волны. В этом случае падающая волна вообще не проникает в объем плазмы, отражаясь от ее границы.

Наиболее простым и эффективным способом создания интенсивного поля в плазме при высоких уровнях СВЧ-мощности является введение внутрь разрядного объема заостренного металлического электрода или использование разрядной камеры с внешним электродом (рис. 4, *д*). Как в том, так и в другом случае нелинейность определяется тем, что изменяется расстояние между поверхностью электрода и границей электронной компонентны плазмы, т. е. осуществляется модуляция толщины обедненного слоя на границе металл—плазма или металл—диэлектрик—плазма. Этот механизм сходен с нелинейным механизмом в *p-n*-переходе, в силу чего такое плазменное устройство может быть названо плазменным варактором.

Если концентрация плазмы вблизи металлического электрода существенно превосходит критическую как для основной частоты, так и для частоты гармоники, электромагнитное излучение в плазму не проникает и оказывается сосредоточенным внутри области, свободной от электронов. Это особенно ясно видно на примере распространения волны в коаксиале с плазмой высокой концентрации, который будет подробно рассмотрен в главе III.

Какой или какие из нелинейных механизмов действуют в том или ином плазменном умножителе, зависят от типа разрядной камеры, входной частоты, мощности, давления газа и других особенностей умножителя. Авторы работ, связанных с экспериментальным исследованием плазменных умножителей, в большинстве случаев делают лишь попытку создания теории умножителя и ограничиваются рассмотрением одного из механизмов нелинейности.

Судя по литературным данным, эффективность преобразования (на вторую гармонику) лучших образцов плазменных умножителей от самых низких частот до 3 Гц

достигает 25—30%, а при дальнейшем повышении входной частоты уменьшается (рис. 7) и при входной частоте 55 ГГц не превышает 0,2% (—28 дБ). Недостаточный объем экспериментальных данных в области частот, превышающих 3 ГГц, не позволяет установить точный ход частотной зависимости эффективности преобразования.

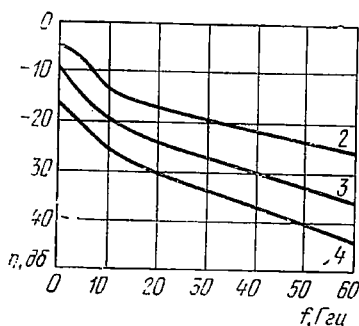


Рис. 7. Зависимость эффективности преобразования второй, третьей и четвертой гармоник от входной частоты.

Высокое значение эффективности преобразования ($\eta > 30\%$) в области входных частот, не превышающих 3 ГГц (в частности, умножителей, описанных в главе III), свидетельствует о реактивном характере нелинейного механизма преобразования, обладающего, однако, активными потерями.

Большой разброс имеющихся экспериментальных данных для умножителей, работающих на одной и той же частоте, говорит о недостатках различных конструкций плазменных умножителей и различиях режимов их работы.

О причинах сравнительно резкого снижения эффективности преобразования с повышением частоты могут быть высказаны лишь некоторые самые общие соображения. Основную роль играет снижение электронной концентрации, которая в разрядном промежутке должна поддерживаться на уровне, превышающем резонансную для гармоники mf_1 . Поскольку большинство экспериментов с плазменными умножителями производилось при входной мощности 10—15 Вт, а с повышением частоты резонансная концентрация в соответствии с (7) растет пропорционально квадрату частоты

$$n \approx 1,2 \cdot 10^{10} f^2 = 1,2 \cdot 10^{10} (mf_1)^2, \quad (8)$$

где частота выражена в ГГц, а концентрация в см^{-3} , то, начиная с некоторой частоты, мощность входного генератора становится недостаточной для поддержания необходимой концентрации в разрядном промежутке.

Расчеты показывают, что при входной частоте $f_1 = 1$ Гц мощности $P_{\text{вх}} = 10-15$ вт оказывается достаточно для создания плазмы с резонансной концентрацией, соответствующей частоте второй гармоники. При переходе же к частотам порядка 10 Гц для создания резонансной концентрации требуется входная мощность, на три порядка более высокая, которую используемые генераторы обеспечить не могут. Нехватка входной мощности особенно остро ощущается на частотах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, где концентрация должна достигать значений порядка $10^{15}-10^{17}$ см⁻³.

Уменьшение эффективности преобразования с повышением частоты может быть еще связано с увеличением потерь в волноводном тракте, растущих пропорционально квадрату частоты.

Увеличение концентрации, а следовательно и эффективности преобразования, может быть достигнуто за счет использования умножителей, в которых плазма с необходимой концентрацией создается за счет энергии какого-либо постороннего источника (например, источника постоянного тока), когда мощность высокочастотного генератора не расходуется на создание плазмы.

В некоторых случаях наладка плазменного умножителя сопровождается значительными трудностями из-за нелинейности вольтамперной характеристики газового разряда, приводящей к появлению клювообразной резонансной кривой и, следовательно, к резким изменениям режимов при плавном изменении положений органов настройки. Помимо этого, регулировки, обеспечивающие оптимальный режим существования газового разряда, вообще говоря, не совпадают с регулировками, соответствующими оптимальной генерации гармоники.

Следует иметь в виду, что при работе с высокочастотным разрядом приходится иметь дело с рассогласованным режимом, поскольку лишь в этом случае удастся обеспечить стабильность разряда. Для объяснения этого обстоятельства предположим, что тракт идеально согласован, а входная мощность, необходимая для поддержания разряда — минимальна. Если в этих условиях по той или иной причине произошло уменьшение плотности зарядов в разрядном промежутке, то происходит рассогласование в тракте и возникает отрицательная обратная связь.

границы плазмы. Мощность, поступающая в плазму, уменьшается, что, в свою очередь, обуславливает дальнейшее снижение плотности зарядов вплоть до полного прекращения разряда. В связи с этим, в некоторых случаях, при стабильно горящем разряде отраженная мощность может превышать мощность, поглощенную плазмой.

Под оптимальным режимом существования разряда мы будем понимать такой режим, при котором в разрядной камере создается плазма с закритической концентрацией для данной генерируемой гармоники при минимальной мощности, затрачиваемой на ее создание. Эффективность преобразования плазменного умножителя может быть записана в виде

$$\eta = \frac{P_{m\omega}}{P_{\omega}} \leq \frac{P_{\omega} - P_{\text{погл}}}{P_{\omega}} = 1 - \frac{P_{\text{погл}}}{P_{\omega}}, \quad (9)$$

где $P_{m\omega}$ — мощность на выходе умножителя на частоте гармоники, P_{ω} — мощность, поступающая на вход умножителя, и $P_{\text{погл}}$ — мощность, расходуемая на создание плазмы с заданным значением концентрации электронов.

Из соотношения (9) видно, что для получения максимальной эффективности преобразования следует стремиться к уменьшению $P_{\text{погл}}$, в то время как для создания оптимальных условий существования разряда поглощенная мощность $P_{\text{погл}}$ должна достигать значительной величины, особенно на высоких частотах. Указанное противоречие может быть, как уже отмечалось выше, устранено путем использования умножителей с посторонним источником плазмы или во всяком случае оптимизировано путем разделения настроек, обеспечивающих независимые регулировки разряда и выходной мощности гармоники.

Согласование нелинейного плазменного элемента с основным СВЧ-трактом является вообще довольно сложной задачей, особенно в связи с противоречивыми требованиями, указанными выше. Во второй главе будут обсуждаться вопросы согласования в различных типах плазменных умножителей. Обычно эти задачи достаточно успешно решаются при использовании стандартных согласующих трансформаторов импедансов. При этом обеспечиваются условия стационарного существования плазмы СВЧ-разряда в разрядной камере и стабильной генерации гармоник на выходе умножителя.

Отметим, что согласование и ввод энергии в плазменных умножителях коаксиального типа, явившихся основным предметом исследования авторов данной книги, достигаются наиболее простым и эффективным способом в том случае, если коаксиальная разрядная камера является просто продолжением основного коаксиального СВЧ-тракта. Незначительная толщина обедненного слоя (см. главу III) вблизи поверхности центрального электрода, проходящего через разрядную камеру, безусловно осложняет задачу согласования, так как электромагнитное поле внутри разрядной камеры концентрируется именно в пределах обедненного слоя. Волновое сопротивление разрядной камеры при этом составляет величину порядка нескольких ом , что не мешает, однако, согласованию с основным трактом при помощи трансформатора импедансов.

При небольшой входной мощности ($P_{\text{вх}} \leq 1 \text{ вт}$), а также при работе в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых длин волн применяются микроскопические разрядные камеры, устанавливаемые в волноводах соответствующего диапазона. Такие умножители, работающие при высоком порядке гармоник с выходной частотой 600—700 ГГц, могут быть успешно использованы для спектроскопических исследований с высокой разрешающей способностью при выходной мощности порядка 10^{-6} вт . Достоинством этих умножителей является возможность перекрытия широкого спектра частот, реализующаяся при высоком номере гармоники. Так, например, при $m=10$ перестройка входной частоты на $\pm 5\%$ уже достаточна для того, чтобы диапазон перестройки одной из гармоник перекрыл диапазон перестройки следующей гармоники.

Уменьшение размеров электродов, при повышении частоты, приводит, однако, к ограничению (в связи с нагревом электродов) входной мощности умножителя, что, в свою очередь, может ограничить значение электронной концентрации в разрядной камере и, следовательно, привести к уменьшению эффективности преобразования.

Если плазменные умножители, работающие в непрерывном режиме, обладают довольно высокой эффективностью преобразования (порядка 30% и выше), то эффективность преобразования плазменных умножителей

в импульсном режиме оказывается весьма низкой (на 20—25 дб) при длительности импульсов 1—2 мксек. Так, например, в десятисантиметровом диапазоне [22] при длительности импульсов 1 мксек и импульсной мощности 20 квт эффективность преобразования для третьей гармоники оказалась равной —35 дб. При переходе к каждой следующей гармонике эффективность преобразования уменьшалась на 3—4 дб, достигая —63 дб для двенадцатой гармоники ($\lambda_{12}=8$ мм), для которой выходная мощность составляла 10 мвт. Аналогичные результаты были получены и в работе [23], где при входной мощности около 80 квт и длительности импульсов 1 мксек мощность третьей гармоники на выходе умножителя составляла 21 вт при максимальной эффективности преобразования —35 дб. Авторы этих работ не делают никаких предположений о действующих механизмах нелинейности и не объясняют причин уменьшения эффективности преобразования при работе в импульсном режиме.

В главе III будет показано, что для получения высокой эффективности преобразования при работе в импульсном режиме длительность импульсов не должна быть меньше некоторого вполне определенного интервала времени, необходимого для формирования распределения электронов по скоростям. При работе плазменных умножителей в импульсном режиме появляется возможность подачи на вход весьма высоких уровней мощности. При этом обеспечивается сравнительно высокая эффективность преобразования, особенно в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн при длительности импульсов не короче 3—5 мксек при генерации второй и третьей гармоник.

Исследованию амплитудных и фазовых неустойчивостей плазменных умножителей посвящено незначительное число работ, главным образом в сантиметровом диапазоне длин волн. Наблюдение на экране спектроанализатора линии третьей гармоники (8,946 Гц) показало, что в сигнале гармоники отсутствуют боковые частоты, связанные с колебаниями самой плазмы или ее флуктуациями [24, 25]. Авторы этих работ делают вывод о том, что при достаточно высоком уровне выходной мощности ($P_{\text{вых}} \geq 10^{-6}$ вт) для генератора гармоник не

существует проблемы шумов, которая обычно присуща плазменным усилителям.

Эксперименты по исследованию ширины линии гармоник, когерентности и отношению сигнал/шум производились также в импульсном режиме [22, 26] в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Эти измерения показали, что ширина линии не превышает 1 МГц, а для отношения сигнала к шуму было получено значение, превышающее 20 дБ.

Тщательные измерения [27] на выходе трехсантиметрового умножителя, работающего в непрерывном режиме на третьей гармонике, дали для относительной ширины линии $\Delta f/f \leq 10^{-7}$, а для отношения сигнал/шум около 70 дБ. Полученная в этой работе оценка отношения сигнал/шум совпадает по порядку величины с значением, полученным в работе [15], где с трудом обнаруживаемые в шумах гармоники высоких порядков генерировались с эффективностью преобразования — 70—90 дБ.

Приведенные оценки показывают, что влияние столкновений и других хаотических процессов в плазме мало сказывается на спектре выходного сигнала. Это обстоятельство связано со специфическим взаимодействием электрического поля с плазмой, при котором из последней удаляются быстрые электроны. Происходящее, таким образом, изменение функции распределения электронов по скоростям, рассмотренное в главе III, приводит к уменьшению шумов, так как в колеблющемся слое зарядов около возбуждающего электрода преобладают электроны, обладающие небольшим разбросом по скоростям.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

§ 1. Введение

Начиная с 1953 г. после появления первой работы [1], связанной с экспериментальным исследованием плазменного умножителя частоты, опубликовано несколько десятков научных отчетов и статей, посвященных исследованию плазменных умножителей различных диапазонов частот. Эти работы, посящие в основном экспериментальный характер, связаны либо с исследованием механизма генерации гармоник, либо преследуют цель получения оптимальной эффективности преобразования или создания генератора миллиметровых и субмиллиметровых волн на базе выпускаемых промышленностью генераторов сантиметрового и миллиметрового диапазонов.

В настоящей главе описываются плазменные умножители частоты, работающие в различных диапазонах — от самых низких звуковых до частот субмиллиметрового диапазона.

В отличие от обычных умножителей частоты, в которых нелинейный элемент включается в схему так сказать в «готовом виде», в плазменных умножителях основной задачей является разработка самого нелинейного элемента, связанная с выбором конфигурации электродов, рода газа, его давления и режима работы. Эти параметры зависят от частоты, входной мощности, номера гармоники и должны быть оптимально выбраны для получения максимальной эффективности преобразования умножителя.

§ 2. Умножители низкой частоты

Схема плазменного умножителя низкой частоты [28], изображенная на рис. 8, состоит из входного контура K_1 , контура гармоники K_2 , цепи постоянного смещения и нелинейного плазменного элемента (разрядной камеры).

т. е. при увеличении скорости изменения напряжения, вольтамперная характеристика принимает вид, изображенный на рис. 9 пунктиром. На частотах f , при которых период колебаний оказывается меньше времени деионизации разрядного промежутка ($f=0,5-1$ МГц), вольтамперная характеристика линейнуется и ток

в цепи становится близким к гармоническому. При подведении же к зажимам разрядной камеры переменного напряжения низкой частоты ($f < 20 \text{ кгц}$) в цепи протекает ток, форма которого значительно отличается от гармонической (рис. 10) — за счет отсечки тока при напряжении,

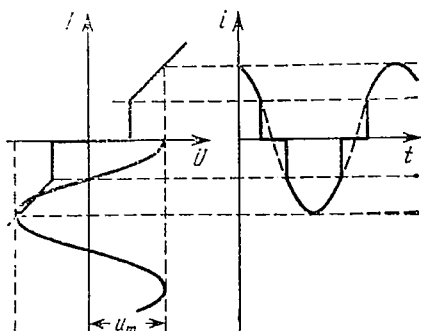


Рис. 10. Форма тока в цепи разрядной камеры.

меньшем потенциала гашения. Таким образом, при работе на низких частотах основным механизмом нелинейности является модуляция электронной плотности входным напряжением за счет ионизации и рекомбинации зарядов в плазме.

На рис. 11 и в таблице 1 приведены экспериментальные данные для первых семи гармоник входной частоты

Таблица 1

m	1	2	3	4	5	6	7
$\eta_m, \%$	—	37,7	14,8	5,6	2,1	0,8	0,4

$f = 20 \text{ кгц}$. Из рисунка и таблицы видно, что падение эффективности преобразования составляет приблизительно 4 дб на гармонику. При этих измерениях вместо колебательного контура K_2 , настроенного на частоту mf гармоники, был включен спектроанализатор, позволяющий наблюдать гармоники умножителя вплоть до тридцатой.

Цепь смещения, состоявшая из источника напряжения E и делителя R_1, R_2 (рис. 8), была предназначена для подачи через разрядную камеру постоянного тока смещения, от которого, как это видно из рис. 12, зависит

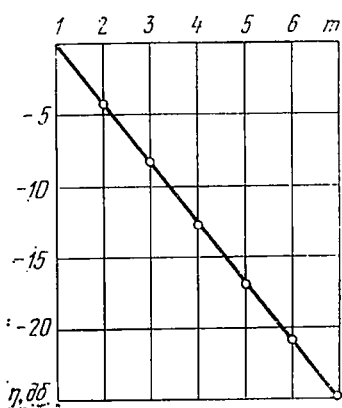


Рис. 11. Зависимость эффективности преобразования от номера гармоники.

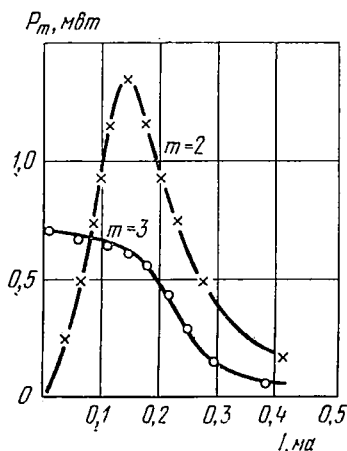


Рис. 12. Зависимость мощности гармоник от постоянного тока смещения.

эффективность преобразования. Исследования показывают, что для генерации нечетных гармоник постоянного смещения не требуется, в то время как оптимальная генерация четных гармоник невозможна (при симметричной геометрии электродов разрядной камеры) без смещения.

Как уже отмечалось выше, при увеличении входной частоты происходит линейаризация вольтамперной характеристики разрядной камеры и уменьшается эффективность преобразования умножителя. На рис. 13 это обстоятельство проиллюстрировано на примере второй и третьей гармоник. Из рисунка видно, что при повышении частоты эффективности преобразования на вторую и третью гармоники быстро уменьшаются, а затем стремятся к некоторым постоянным значениям (-15 и -22 дБ), определяемым, по-видимому, при данной конфигурации электродов каким-то другим механизмом нелинейности.

Частотная граница, при которой наступает линейризация вольтамперной характеристики разрядной камеры, может быть передвинута в область более высоких частот (порядка 10—20 Мгц). Это может быть достигнуто путем

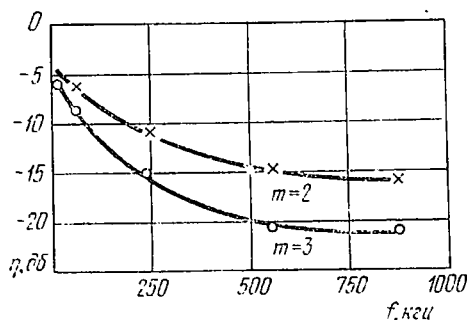


Рис. 13. Зависимость эффективности преобразования от входной частоты.

создания рациональной конструкции разрядной камеры, в которой приняты соответствующие меры для уменьшения времени деионизации, как это, например, сделано в газовых разрядниках антенных переключателей.

§ 3. Умножители дециметрового диапазона

Одно из первых экспериментальных исследований плазменных умножителей в дециметровом диапазоне длин волн было выполнено в уже упоминавшейся выше работе [1]. В этой работе авторы получили сравнительно высокую эффективность преобразования на вторую и третью гармоники в широком диапазоне частот. Измерения, в большинстве случаев, были проделаны на частоте 200 Мгц, поскольку не было замечено существенных изменений в эффективности генерации гармоник при перестройке частоты в пределах от 50 до 200 Мгц.

На рис. 14 изображена блок-схема умножителя, где в качестве колебательных контуров K_1 и K_2 использованы коаксиальные резонаторы, настройкой которых обеспечивается максимальная мощность в разрядной камере. Входная мощность измерялась с помощью направленного ответвителя, переходное затухание которого могло изменяться в широких пределах. Измерительная линия

с подвижным зондом служила для контроля за настройкой системы. Выходная мощность гармоник измерялась измерителем мощности и контролировалась ламповым вольтметром.

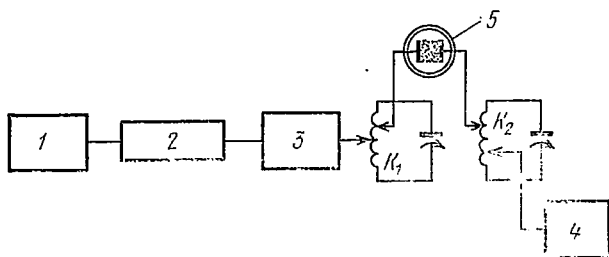


Рис. 14. Блок-схема умножителя. 1 — генератор, 2 — измерительная линия, 3 — направленный ответвитель, 4 — ваттметр, 5 — разрядная камера.

Измерения проводились с разрядной камерой коаксиального типа, схематически изображенной на рис. 15. Основная часть экспериментов производилась при заполнении разрядной камеры аргоном при давлениях от

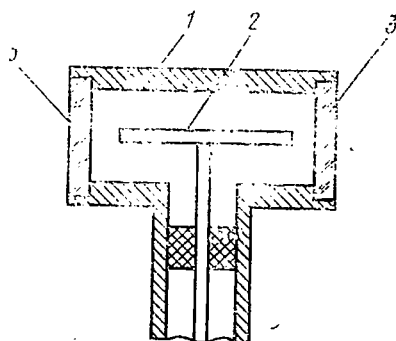


Рис. 15. Схематический разрез разрядной камеры. 1 — наружный проводник, 2 — центральный проводник, 3 — стеклянное окно.

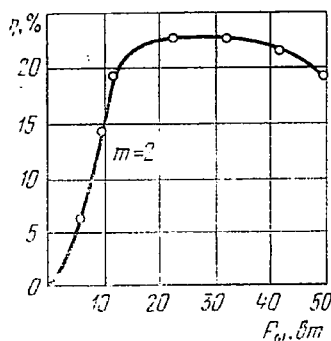


Рис. 16. Зависимость эффективности преобразования от входной мощности.

10^{-2} до 10 тор , причем было отмечено, что эффективность преобразования не зависит от атомной природы используемого газа — аргона, неона, гелия, воздуха, которые вели себя одинаково.

На рис. 16 изображена зависимость эффективности преобразования на вторую гармонику от входной мощности, а в таблице 2 — данные эксперимента для эффективности преобразования. Из рисунка видно, что эффективность

Таблица 2

m	1	2	3
$\eta_m, \%$	—	23,0	8,0

растет линейно, достигая максимального значения 23% (—6,4 дб) при входной мощности 20 вт, а затем остается приблизительно постоянной при дальнейшем увеличении мощности до 50 вт. Менее тщательные измерения третьей

гармоники дали для эффективности преобразования значение 8% (—11 дб).

Авторы работы не делают никаких предположений относительно действующего механизма нелинейности, кроме указания на нелинейность вольтамперной характеристики и влияния частоты столкновений, с которой движение электронов прерывается при столкновениях с атомами. Иллюстрацией этого является зависимость эффективности преобразования для второй гармоники от давления газа, имеющая широкий максимум, как это видно из рис. 17.

Была сделана попытка связать эффективность преобразования с распределением электронной плотности между электродами разрядной камеры. В качестве меры

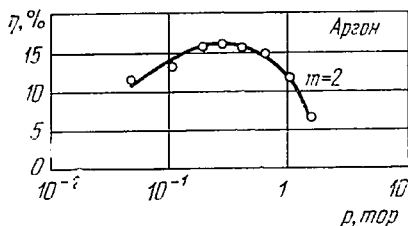


Рис. 17. Зависимость эффективности преобразования от давления газа.

электронной плотности служило свечение разряда, измеряемое при радиальном перемещении фотоумножителя, снабженного узкой коллиматорной щелью. Типичный график распределения интенсивности света показан на рис. 18, где по оси абсцисс отложено расстояние от центра разрядной камеры в миллиметрах. Из рис. 18 видно, что между электродами имеются два максимума отрицательного объемного заряда, между которыми, по предположению авторов, происходят колебания электронов под действием высокочастотного электрического поля.

При оптимальном давлении второй пик электронной плотности становится меньше первого, а движение электронов делается менее симметричным, в связи с чем эффективность преобразования достигает своей максимальной величины.

Аналогичные результаты при более высокой входной частоте (400 Мгц) были получены в работе [29]. Используемая в этой работе разрядная камера коаксиального типа включалась в высокочастотный коаксиальный тракт, являясь его непосредственным продолжением, как это показано на рис. 19.

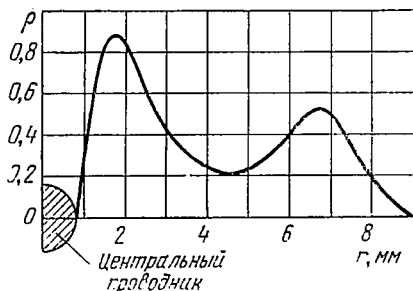


Рис. 18. Зависимость отрицательного объемного заряда от положения между электродами.

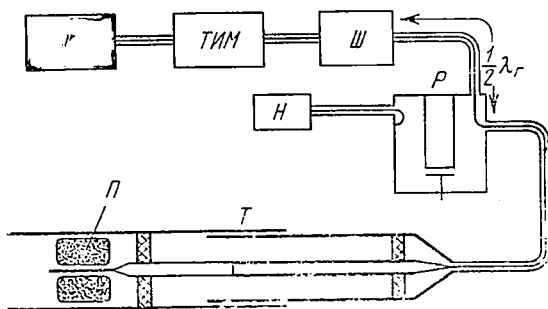


Рис. 19. Блок-схема умножителя частоты.

Разрядная камера, изображенная на рис. 20, была изготовлена из кварцевого стекла в виде цилиндрической колбочки длиной 15 мм и диаметром около 10 мм. Вдоль оси колбочки был впаян тонкостенный капилляр диаметром 0,8 мм, внутрь которого вводился тонкий металлический штырь, являвшийся продолжением внутреннего проводника коаксиального тракта.

Разрядная камера помещалась на конце коаксиального телескопического соединителя так, что его наружный

проводник являлся круглым запердельным волноводом, препятствующим излучению высокочастотной энергии из открытого конца.

Откачка воздуха из разрядной камеры и ее заполнение газом осуществлялись посредством кварцевой трубки небольшого диаметра, через которую не происходило утечки плазмы из разрядной камеры [30].

При работе умножителя мощность высокой частоты от генератора G через трансформатор импедансов $ТИМ$, коаксиальный шлейф $Ш$, проходной резонатор P и коаксиальный телескопический соединитель T подавалась на разрядную камеру $П$, как это показано на рис. 19.

Ток, содержащий гармонические составляющие, протекал по петле связи, являвшейся частью основного тракта, и возбуждал проходной резонатор, настроенный на частоту выделяемой гармоники. Настройка производилась конденсатором, изменявшим емкость резонатора. Отвод мощности гармоники в нагрузку H осуществлялся петлей связи, расположенной диаметрально противоположно первой с целью

устранения их непосредственного взаимодействия.

Шлейф $Ш$, выполненный в виде короткозамкнутого отрезка коаксиальной линии, предотвращал проникновение гармоник генератора в исследуемую цепь, а также рассеяние гармоник, возникающих в разрядной камере. Включенный параллельно основной линии шлейф на-

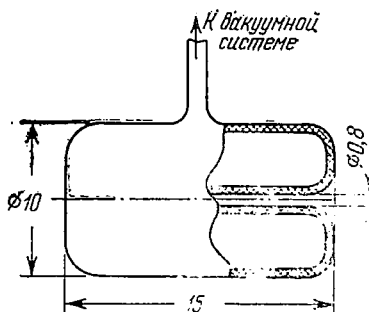


Рис. 20. Разрядная камера.

страивался таким образом, чтобы его импеданс был максимальным на основной частоте и минимальным на частоте гармоники. Для создания пучности тока в проходной петле резонатора шлейф помещался от последнего на расстоянии целого числа полуволн выделяемой гармоники, что обеспечивало наиболее эффективное возбуждение резонатора. При помощи телескопического соединителя можно было изменять электрическую длину линии от резонатора до разрядной камеры и тем самым согласовы-

вать ее импеданс с нагрузкой на частоте гармоники. Согласование разрядной камеры на основной частоте производилось трансформатором импедансов *ТИМ* таким образом, чтобы разрядная камера находилась в пучности электрического поля.

Исследование работы умножителя производилось на неоне, аргоне и гелии в широком интервале давлений. Наилучшие результаты, полученные с гелием при давлении около 1 тор, входной частоте 400 Мгц и мощности генератора, равной 10 вт, помещены в таблице 3 [29].

Т а б л и ц а 3

m	1	2	3
$\eta_m, \%$	—	31,6	5,0

Можно полагать [29, 31], что нелинейные эффекты в таком умножителе связаны с движением электронов плазмы в неоднородном электрическом поле коаксиального конденсатора (рис. 21).

$$E(r_0) = \frac{U_m}{r_0 \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (10)$$

где U_m — приложенное между обкладками напряжение, r_1, r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электродов и r_0 — расстояние точки наблюдения от оси конденсатора.

Рассмотрим малые колебания электрона плазмы, находящегося в точке r_0 под действием электрического поля

$$E = E(r_0) \sin \omega t.$$

Уравнение движения и его решение в этом случае имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + \nu \dot{x} &= -\frac{e}{m} E(r_0) \sin \omega t, \\ x &= \frac{e E(r_0)}{m(\omega^2 + \nu^2)} \sin \omega t + \frac{\nu}{\omega} \frac{e}{m} \frac{E(r_0)}{\omega^2 + \nu^2} \cos \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где e и m — заряд и масса электрона, ν — частота столкновений, x — смещение электрона от положения r_0 ($x \ll r_0$).

Принимая во внимание, что в коаксиальном конденсаторе напряженность поля изменяется по закону (10), и

вводя коэффициент

$$c = eU_m [m(\omega^2 + v^2) \ln(r_2/r_1)]^{-1},$$

получим для смещения электрона x и его скорости $\dot{x}$:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{c}{r_0} \left(\sin \omega t + \frac{v}{\omega} \cos \omega t \right), \\ \dot{x} &= \frac{\omega c}{r_0} \left(\cos \omega t - \frac{v}{\omega} \sin \omega t \right). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Согласно теореме Шокли—Рамо [32, 33] при движении заряда q в некоторой системе электродов протекает наведенный ток

$$i_n = q \dot{x} E_1,$$

где E_1 — фиктивная напряженность электрического поля при подаче на внутренний электрод единичного потенциала при заземленном внешнем электроде. Для наведенного тока, протекающего в цепи коаксиального конденсатора, получим

$$i_n = \int_{r_1}^{r_2} q \dot{x} E_1 dr_0, \quad (13)$$

где под q будем понимать заряд, заключенный в цилиндрическом слое радиуса r_0 , толщиной dr_0 и длиной l , т. е.

$$q = 2\pi r_0 e n l dr_0.$$

Принимая во внимание, что при $U_m = 1$

$$E_1 = [r \ln(r_2/r_1)]^{-1},$$

будем иметь после подстановки значения $\dot{x}$ из (12):

$$i_n = \frac{2\pi e n l c (\omega \cos \omega t - v \sin \omega t)}{\ln(r_2/r_1)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr_0}{r}, \quad (14)$$

где n — концентрация электронов в плазме.

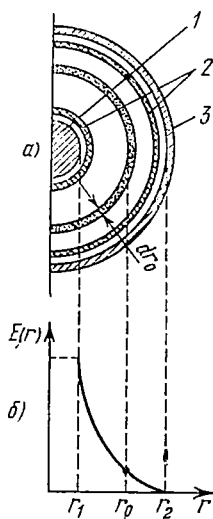


Рис. 21. Разрез коаксиального конденсатора (а) и распределение электрического поля (б). 1 — центральный проводник, 2 — стенки разрядной камеры, 3 — внешний проводник.

Представляя подынтегральную функцию в виде

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0 + x},$$

где x — введенное ранее небольшое отклонение от r_0 , и производя разложение в ряд

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0 + x} \approx \frac{1}{r_0} - \frac{x}{r_0^2} + \frac{x^2}{r_0^3} - \frac{x^3}{r_0^4} + \dots, \quad (15)$$

получим после подстановки значения x из (12), интегрирования и преобразования

$$\begin{aligned} i_n \approx ac (\omega \cos \omega t - v \sin \omega t) \ln (r_2/r_1) - \\ - \frac{ac^2}{2} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right) \left(\frac{\omega^2 - v^2}{2\omega} \sin 2\omega t + v \cos 2\omega t \right) + \\ + \frac{ac^3}{4} \left(\frac{1}{r_1^4} - \frac{1}{r_2^4} \right) \left[\frac{3v^2 - \omega^2}{4\omega} \cos 3\omega t - \frac{v(3\omega^2 - v^2)}{4\omega^3} \sin 3\omega t \right] - \\ - \frac{ac^4}{6} \left(\frac{1}{r_1^6} - \frac{1}{r_2^6} \right) \left(\frac{3v^2\omega^2 - v^4}{8\omega^3} \sin 4\omega t - \frac{v}{8} \cos 4\omega t \right), \quad (16) \end{aligned}$$

где $a = 2\pi n e l [\ln (r_2/r_1)]^{-1}$.

Из выражения (16) видно, что при действии гармонического напряжения ток в цепи цилиндрического конденсатора, заполненного плазмой, содержит высшие гармонические составляющие. Амплитуды этих гармонических составляющих зависят от:

— амплитуды напряжения, приложенного к зажимам конденсатора;

— степени неоднородности поля, определяемой главным образом радиусом r_1 центрального проводника ($r_2 \gg r_1$);

— частоты столкновений v , зависящей от давления газа в разрядной камере;

— частоты ω приложенного поля, с повышением которой амплитуда гармоник уменьшается.

Эксперименты и расчеты показывают, что мощность гармоник на выходе умножителя, при прочих равных условиях, возрастает при уменьшении радиуса центрального проводника. Это обстоятельство связано с тем, что при уменьшении r_1 возможно использование областей

разряда, ближе расположенных к оси разрядной камеры, где градиент электрического поля

$$\frac{\partial E}{\partial r} = - \frac{U_m}{r^2 \ln(r_2/r_1)} \quad (17)$$

и само поле сравнительно велико, как это видно из рис. 21 и следует из соотношения (17). Беспредельное, однако, уменьшение радиуса центрального проводника невозможно по ряду причин технического и принципиального характера. Диаметр центрального проводника выбирается таким образом, чтобы волновое сопротивление разрядной камеры, зависящее от отношения r_2/r_1 , можно было при помощи стандартной аппаратуры согласовать с остальным трактом, частью которого разрядная камера является. Слишком тонкий центральный проводник будет вызывать значительное затухание и нежелательные потери энергии, снижающие эффективность преобразования. Принимая во внимание эти соображения и учитывая вопросы надежности конструкции, диаметр центрального проводника разрядной камеры следует выбирать порядка 0,5—2 мм в зависимости от диапазона частот и особенностей схемы умножителя.

Эффективность преобразования для той или иной гармоники зависит, как уже отмечалось, от амплитуды колебания зарядов в системе электродов, образующих разрядную камеру. Помимо использования предельно тонких центральных проводников, увеличение амплитуды может быть достигнуто за счет использования резонансных эффектов в плазме, возникающих при совпадении входной частоты или частоты гармоники с электронной частотой плазмы.

Возможно также использование электронного циклотронного резонанса, возникающего при помещении разрядной камеры в магнитное поле. В этой связи рассмотрим цилиндрический конденсатор [34], заполненный плазмой, к обкладкам которого приложено напряжение $u = U_m \sin \omega t$, а конденсатор находится в аксиально-симметричном магнитном поле, направленном по оси конденсатора. Под действием этих полей (радиального электрического и продольного магнитного) электроны будут двигаться по приблизительно круговым траекториям, лежащим в плоскостях, перпендикулярных оси конденсатора.

Для увеличения амплитуды колебаний электронов в плазме напряженность магнитного поля выбирается такой, чтобы ларморова частота вращения электронов равнялась частоте приложенного напряжения ω . Предполагая, что электрон теряет энергию только за счет соударений с молекулами, и вычисляя работу сил поля, производимую над электроном, можно, исходя из закона сохранения энергии, вычислить радиус a стационарной орбиты электрона (рис. 22)

$$a = \frac{eU_m}{2\pi\nu\omega r \ln(r_2/r_1)}, \quad (18)$$

где r — расстояние от центра орбиты до оси конденсатора.

Для наведенного тока i_n в цепи электродов конденсатора, пользуясь теоремой о наведенном токе [35], можно получить

$$i_n = \frac{2\pi en\omega \sin \omega t}{\ln(r_2/r_1)} \int_{r_{\min}}^{r_2} \frac{ar^2 dr}{a^2 - 2ar \cos \omega t + r^2}; \quad (19)$$

интегрирование в (19) следует вести только по тем электронам, которые при своем движении не ударяются о центральный проводник конденсатора. Поэтому для нижнего предела интегрирования, в соответствии с рис. 22, следует принять $r_{\min} = r_1 + a$. Верхний предел интегрирования существенно не влияет на результат вычислений, поскольку вклад электронов, удаленных от центрального электрода, незначителен. Подставляя (18) в (19) и выполняя интегрирование, получим

$$i_n = \frac{\pi en \xi \omega r_{\min}^2}{\ln(r_2/r_1)} \left\{ \frac{1}{2} \sin \omega t \ln \frac{\xi^2 - 2\xi k^2 \cos \omega t + k^4}{\xi^2 - 2\xi \cos \omega t + 1} + \right. \\ \left. + \cos \omega t \operatorname{arctg} \frac{(k^2 - 1) \xi \sin \omega t}{\xi^2 - \xi(k^2 + 1) \cos \omega t + k^2} \right\}, \quad (20)$$

где

$$\xi = \frac{a}{r_{\min}} = \frac{1}{1 + r_1/a}, \quad k = \frac{r_2}{r_{\min}}.$$

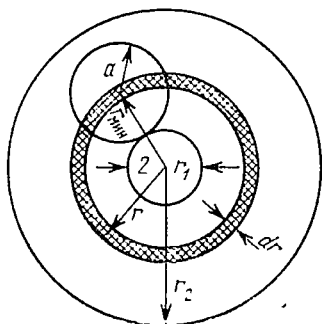


Рис. 22. К определению $r_{\min}$.

Максимальное искажение формы наведенного тока (рис. 23) имеет место при $\xi \rightarrow 1$ и достигается предельным уменьшением отношения r_1/a за счет уменьшения радиуса r_1 центрального проводника и увеличения радиуса a стационарной орбиты.

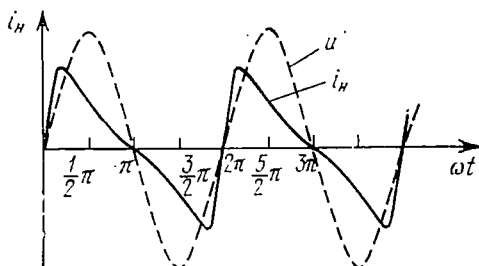


Рис. 23. Форма наведенного тока при $\xi=0,94$, $k=2,2$.

Экспериментальная проверка изложенных соображений была осуществлена в умножителе с электронным пучком при циклотронном резонансе на входной частоте 400 Мгц. Работа умножителя основана на синхронном движении электронов в высокочастотном неоднородном электрическом поле, создаваемом системой коаксиальных электродов, образующих пространство взаимодействия

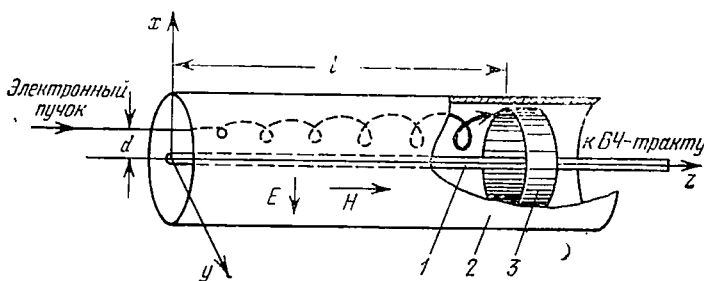


Рис. 24. Схема циклотронного умножителя частоты. 1 — центральный проводник, 2 — наружный проводник, 3 — коллектор.

(рис. 24). Сфокусированный при помощи электронной пушки (не показанной на рис. 24) пучок электронов влетает в пространство взаимодействия на расстоянии d от оси системы. Здесь он подвергается воздействию

поперечного высокочастотного электрического поля, приложенного к системе коаксиальных электродов, и продольного постоянного магнитного поля, создаваемого соленоидом, охватывающим пространство взаимодействия.

Под действием этих полей электроны пучка начинают двигаться по винтовой траектории, изображенной на рис. 24. Напряженность магнитного поля H выбирается таким образом, чтобы ларморова частота $\Omega = \frac{e}{m} H$ вращения электронов равнялась частоте ω приложенного высокочастотного электрического поля. Совпадение частот Ω и ω приводит к тому, что в условиях циклотронного резонанса траектории движения электронов представляют собой раскручивающиеся спирали. Кроме того, при циклотронном резонансе происходит устойчивая группировка электронов по фазе, что заставляет их располагаться на одной из образующих конуса, вращающегося с ларморовой частотой.

Координаты движения электрона в прямоугольной системе координат x, y, z (рис. 24) могут быть записаны в виде

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{U_m}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{d} \frac{z}{v_z} \cos \omega \left(t_1 + \frac{z}{v_z} \right), \quad (21)$$

$$y = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{U_m}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{d} \frac{z}{v_z} \sin \omega \left(t_1 + \frac{z}{v_z} \right), \quad (22)$$

где v_z — скорость электрона вдоль оси z , задаваемая ускоряющим напряжением на втором аноде электронной пушки (не показанной на рис. 24) и напряжением на коллекторе, расположенном на выходе пространства взаимодействия, t_1 — момент влета электронов в пространство взаимодействия (т. е. при $z=0$), d — расстояние от центра коаксиальной системы до оси пучка.

Радиус орбиты электрона на расстоянии z от входа в пространство взаимодействия определяется соотношением

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{U_m}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{d} \frac{z}{v_z}, \quad (23)$$

из которого следует, что он является линейной функцией

времени t пролета электрона до точки с координатой $z(t=z/v_z)$.

Вращательное движение электронного пучка в системе электродов, создающих неоднородное поле, приводит к появлению наведенного тока, закон изменения которого сильно отличается от гармонического. Наведенный ток i_n (как это уже делалось выше) может быть вычислен по формуле Шокли — Рамо, записанной в виде

$$i_n = \int_0^l v_x E_1 dq, \quad (24)$$

где l — длина пространства взаимодействия, v_x — составляющая скорости электрона по оси x , $E_1 = [r \ln(r_2/r_1)]^{-1}$ — напряженность электрического поля в точке, находящейся на расстоянии r от оси, возникающая в системе при подаче на центральный электрод (при заземленном наружном) единичного потенциала, $dq = \pi n e \sigma^2 dz$ — элемент заряда пучка радиуса σ и длиной dz , n — плотность электронов в пучке. Вычисления дают для амплитуд наведенного тока второй и третьей гармоник:

$$\left. \begin{aligned} i_{n,2} &= \left(\frac{1}{2} \frac{e}{m} U_m \right)^2 \frac{I_0 \tau_{np}^2}{4d^4 \omega^2 \ln^3(r_2/r_1)}, \\ i_{n,3} &= \left(\frac{1}{2} \frac{e}{m} U_m \right)^2 \frac{I_0 \tau_{np}^3}{12d^6 \omega^3 \ln^4(r_2/r_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где I_0 — ток пучка, $\tau_{np} = l/v_z$ — пролетное время.

Экспериментальная проверка работы циклотронного умножителя частоты производилась на установке, изображенной на рис. 19, где вместо разрядной камеры было использовано устройство, изображенное на рис. 24. Эффективности преобразования для второй (800 МГц) и третьей (1200 МГц) гармоник оказались равными 30% (—5,2 дб) и 3% (—15,2 дб) соответственно, при токе пучка $I_0 = 5$ ма, длине конденсатора $l = 50$ мм, $r_2 = 10$ мм, $r_1 = 0,5$ мм и расстоянии от оси пучка до центра системы $d = 1,2$ мм. При выбранной длине коаксиального конденсатора и напряжении на втором аноде электронной пушки, равном 1200 в, скорость v_z электронов составляла $2 \cdot 10^9$ см/сек, что соответствует времени пролета

$\tau_{\text{пр}} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ сек, совпадающему с периодом входного колебания. Это означает, что электрон, пролетая через конденсатор, успевал сделать один виток. При увеличении длины конденсатора эффективность преобразования должна увеличиваться, так что приведенные выше значения не являются предельными.

Метод расчета, использованный в данной работе, может быть также применен и в случае плазмы. Давление газа в разрядной камере должно быть при этом таким, чтобы длина свободного пробега электронов была больше радиуса коаксиального конденсатора.

В рассмотренной выше работе [29] разрядная камера, устанавливаемая в пучности напряженности электрического поля, имела длину l , малую по сравнению с длиной волны λ входного генератора ($l = 1,5$ см, $\lambda = 75$ см). Такую разрядную камеру можно считать сосредоточенным элементом, в котором осуществляется нелинейное взаимодействие колеблющихся зарядов (электронов) с электрическим полем, создаваемым входным генератором. Влияние длины разрядной камеры на эффективность работы умножителя и его другие параметры было изучено в работе [36]. В этой работе был собран плазменный умножитель по схеме, изображенной на рис. 5, с входным генератором, работающим на частоте 355 МГц. Умножительная секция II представляла собой отрезок коаксиальной линии с тонким центральным проводником, изготовленным из посеребренного вольфрама, как это изображено на рис. 25. При подаче на умножительную секцию высокочастотной мощности происходила ионизация наполняющего разрядную камеру газа и возникал ток, богатый гармоническими составляющими за счет движения зарядов (электронов) в неоднородном высокочастотном электрическом поле коаксиала. Длину разрядной камеры можно было изменять, используя различные заготовки из молибденового стекла, устанавливаемые в умножительной секции. В отличие от описанных выше конструкций, здесь впервые использовалось последовательное включение умножительной секции в основной высокочастотный тракт, приводящее к увеличению выходной мощности и эффективности преобразования.

Эксперименты, проведенные с умножителем, показали, что выходная мощность на второй гармонике растет

приблизительно линейно с увеличением входной, не испытывая тенденции к насыщению. При работе на крипто-не при давлении около 0,1 тор оказалось возможным получить выходную мощность около 7 вт, значительно

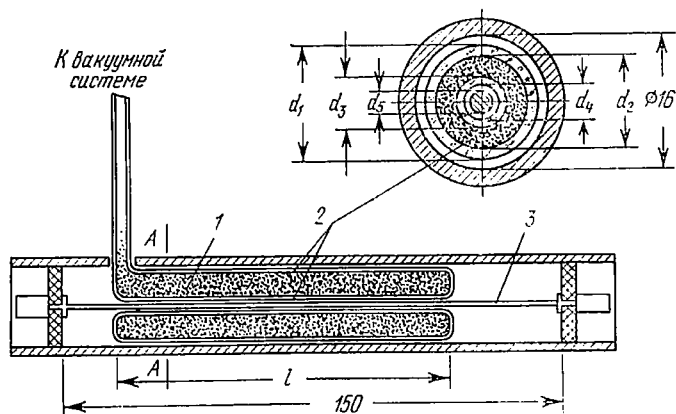


Рис. 25. Схема умножительной секции. 1 — плазма ВЧ-разряда, 2 — стенки разрядной камеры (молибденовое стекло), 3 — центральный проводник; $d_1=10$, $d_2=8$, $d_3=2$, $d_4=1,4$, $d_5=1$ мм.

превосходившую выходную мощность, полученную в работе [29], где использовалась разрядная камера сосредоточенного типа. При дальнейшем увеличении входной мощности (свыше 40—50 вт) происходил интенсивный разогрев разрядной камеры, связанный с возрастанием диэлектрических потерь в стекле при повышении температуры. Эффективность преобразования на вторую гармонику достигала 20% (—7 дб), т. е. оказалась меньшей, чем в работе [29], что связано с использованием сравнительно толстого центрального проводника (1 мм) и более толстостенной стеклянной трубки. Дальнейшие эксперименты с умножителем показали, что при увеличении длины разрядной камеры эффективность преобразования и мощность второй гармоники растут. Так, например, при увеличении длины от 78 до 98 мм выходная мощность возрастала в 2,6 раза, а эффективность преобразования увеличивалась на 4 дб (при работе с криптоном при давлении 0,1 тор).

Недостатком описанного умножителя с разрядной камерой из стекла является невозможность подачи на его вход больших мощностей (из-за разрушения стеклянного баллона). В работе [37] описывается плазменный умножитель, свободный от этого недостатка. В этом умножителе разрядная камера представляет собой просто вакуумированный участок коаксиального тракта. Отсутствие стекла в разрядной камере повышает эффективность преобразования и дает возможность исследовать характеристики умножителя при входной мощности до 100 вт и более в непрерывном режиме при длительной работе.

На рис. 26 изображена зависимость выходной мощности второй гармоники от входной мощности при различных диаметрах центрального проводника.

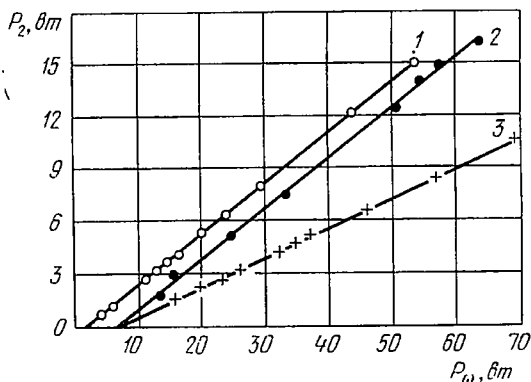


Рис. 26. Зависимость выходной мощности от входной при различных диаметрах центрального проводника. 1—1 мм, 2—2 мм, 3—3 мм.

различных диаметрах центрального проводника, изготовленного из вольфрама. В качестве рабочей среды использовался ксенон при оптимальном давлении порядка 10^{-1} — 10^{-2} тор. Из рисунка видно, что мощность второй гармоники на выходе умножителя появляется при подаче на вход некоторой начальной мощности, идущей на первоначальную ионизацию газа в разрядной камере и составляющей 2—7 вт в зависимости от диаметра центрального проводника.

Для уменьшения начальной мощности, идущей на первоначальную ионизацию, необходимую для работы плазменного умножителя, может быть использован посторонний источник, генерирующий плазму, например источник постоянного тока. При работе такого умножителя уменьшаются потери высокочастотной мощности, идущие на поддержание разряда, что приводит к повышению эффективности преобразования и дает возможность производить умножение при малой входной мощности. С этой целью в работе [38] разрядная камера была выполнена в виде вакуумированной секции, в которой центральный проводник окружен стеклянной трубкой (рис. 27). Центральный проводник играет здесь роль

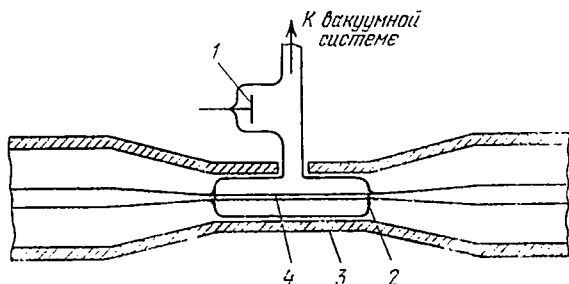


Рис. 27. Разрядная камера коаксиального типа с посторонним источником плазмы. 1 — катод, 2 — стеклянная трубка, 3 — наружный проводник, 4 — центральный проводник.

анода разрядного промежутка на постоянном токе, в то время как катод 1 размещен вне высокочастотного поля коаксиала.

Аналогичным образом в работе [39] плазменный конденсатор (умножительный элемент), представляющий собой отрезок коаксиала длиной 60 мм, помещался в плазму, создаваемую в разряде постоянного тока. Основной разряд (рис. 28), происходящий между катодом 1 и главным анодом 2, служит катодом для разряда в дополнительном плече трубки с вспомогательным анодом 3. Как видно из рис. 28, наружный электрод 5 плазменного конденсатора не заземляется, а находится под плавающим потенциалом, что обеспечивает оптимальные

условия для умножения частоты. Емкость этого электрода на наружный заземленный алюминиевый экран 6,

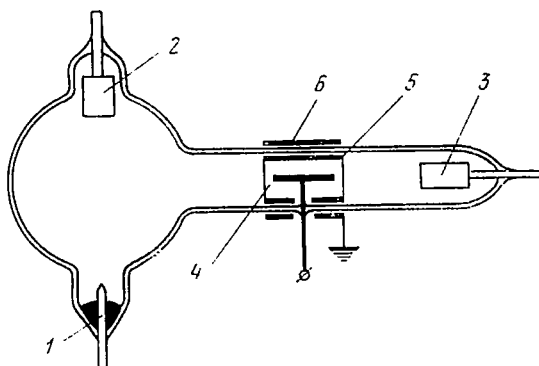


Рис. 28. Плазменный конденсатор в дополнительном плече трубки. 1 — ртутный катод, 2 — главный анод, 3 — вспомогательный анод, 4 — центральный электрод (вольфрам), 5 — наружный электрод (молибден), 6 — наружный алюминиевый экран.

составляющая 200 пф , достаточна для его надежного заземления по входной частоте, равной в данном эксперименте 142 Мгц .

Описанный плазменный конденсатор включался в схему умножителя (удвоителя частоты), изображенную на рис. 29, в которой колебательные контуры K_1 и K_2

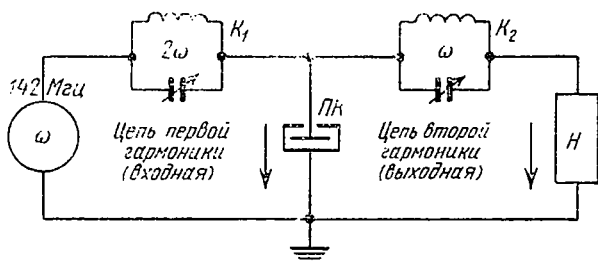


Рис. 29. Принципиальная схема умножителя. ПК — плазменный конденсатор, Н — согласованная нагрузка.

являлись режекторными фильтрами, препятствующими проникновению второй и первой гармоник во входную и выходную цепи умножителя соответственно.

На рис. 30 представлена эффективность преобразования для второй гармоники в функции входной мощности. По данным авторов работы [39] эффективность достигала 31,7% при входной мощности 0,42 вт, а при дальнейшем увеличении

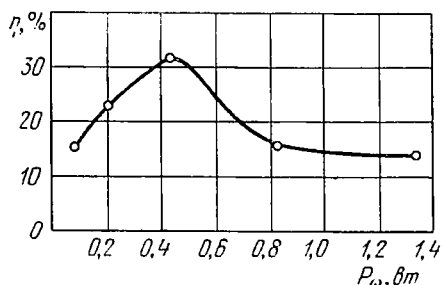


Рис. 30. Зависимость эффективности преобразования от входной мощности.

входной мощности падала до 15%.

Анализируя распределение зарядов и полей между электродами цилиндрического конденсатора, авторы работы приходят к заключению о том, что нелинейный механизм, ответственный за появление гармоник, связан с нелинейной емкостью приэлектродного слоя, образующегося на границе металла с плазмой. Двигаясь от исходной точки, лежащей на поверхности центрального электрода, можно обнаружить три различные области. Во-первых, имеется приэлектродный слой, характеризуемый пренебрежимо малой концентрацией электронов, плавно возрастающей концентрацией ионов и большим градиентом потенциала. Далее имеется промежуточный слой, для которого характерен большой градиент электронной концентрации и потенциал, приближающийся к нулю. Наконец, имеется область квазинейтральной плазмы с пренебрежимым градиентом потенциала. При некоторых условиях образуется резкая граница электронной концентрации, двигающаяся в поле высокой частоты подобно обкладке конденсатора. Когда толщина приэлектродного слоя (зависящая от концентрации) много меньше радиуса центрального электрода, зависимость емкости слоя от напряжения идентична зависимости емкости полупроводникового диода с резким переходом.

Рассматривая процессы, происходящие в приэлектродном слое, связанные с наложением высокочастотного поля, будем считать, что постоянное смещение на слое превышает амплитуду переменного, в результате чего суммарное напряжение на слое всегда имеет отрицатель-

ный знак. В этом случае лишь ничтожная часть наиболее быстрых электронов достигает центрального электрода.

Для ясного представления о движении электронов под действием поля необходимо найти точное аналитическое решение, получающееся при использовании кусочно-линейной аппроксимации

функций статического распределения зарядов, изображенных на рис. 31. Поскольку под действием высокочастотного поля электроны не попадают на цилиндрическую поверхность центрального электрода и так как они мгновенно отзываются на действие поля, то следует ожидать движения границы электронного слоя к поверхности центрального электрода при уменьшении на нем потенциала и, наоборот, смещения границы в плазму при увеличении потенциала. Таким образом, в некоторый момент времени граница электронной концентрации будет находиться в точке с координатой r_i . Для этого момента времени уравнение Пуассона может быть записано в виде

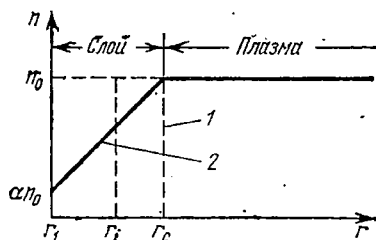


Рис. 31. Кусочно-линейная аппроксимация распределения зарядов в слое. 1 — распределение плотности электронов, 2 — распределение плотности ионов.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dU}{dr} \right] = \frac{en_0}{\epsilon_0} \begin{cases} mr + d & \text{при } r_1 < r < r_i, \\ mr + d - 1 & \text{при } r_i < r < r_c, \\ 0 & \text{при } r_c < r, \end{cases} \quad (26)$$

где r_1 — радиус центрального электрода, r_c — радиус границы слоя при его максимальном удалении от центрального электрода, а величины

$$m = \frac{1 - \alpha}{r_c - r_1} \quad \text{и} \quad d = \frac{\alpha r_c - r_1}{r_c - r_1}$$

определяют наклон и отрезок, отсекаемый на оси ординат прямой, представляющей ионную концентрацию, α — коэффициент, характеризующий снижение ионной концентрации у поверхности центрального электрода. Требуя, чтобы потенциал и электрическое поле были равны нулю в области плазмы и непрерывны при $r = r_c$ и $r = r_1$,

можно проинтегрировать уравнение (26), дающее распределение потенциала и электрического поля в радиальном направлении рассматриваемой системы.

В частности, на поверхности центрального электрода

$$E_1 = \frac{en_0}{r_1 \varepsilon_0} \left[A_1 - \frac{r_i^2}{2} \right], \quad (26a)$$

$$U_1 = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[A_2 + \frac{r_i^2}{2} \ln \frac{r_l}{r_1} - \frac{r_i^2}{4} \right], \quad (26б)$$

где

$$A_1 = \frac{m}{3} (r_1^3 - r_c^3) + \frac{d}{2} (r_1^2 - r_c^2) + \frac{r_c^2}{2},$$

$$A_2 = \frac{m}{9} (r_1^3 - r_c^3) + \frac{d}{4} (r_1^2 - r_c^2) + \left\{ \frac{mr_c^2}{3} + \frac{d-1}{2} r_c^2 \right\} \ln \frac{r_c}{r_1} + \frac{r_c^2}{4}.$$

Заряд, индуцированный на поверхности центрального электрода, равен

$$Q = \varepsilon_0 E_1 S,$$

где $S = 2\pi r_1 l$ — площадь его участка длиной l . Динамическая емкость рассматриваемого слоя может быть определена отношением

$$C_1 = \frac{dQ_1}{dU_1} = \frac{dQ_1}{dr_1} : \frac{dU_1}{dr_1}, \quad (27)$$

откуда следует

$$C_1 = \frac{2\pi \varepsilon_0 l}{\ln(r_l/r_1)}. \quad (28)$$

Полученное выражение для C_1 совпадает с выражением для емкости коаксиального конденсатора с радиусами r_i и r_1 внешнего и внутреннего электродов соответственно. Поскольку r_i зависит от мгновенного значения потенциала на внутреннем электроде, то емкость приэлектронного слоя оказывается зависящей от приложенного напряжения. Комбинируя (26б) и (28), можно получить непосредственную связь между емкостью C_1 и

напряжение U_1 на центральном электроде

$$U_1 = -\frac{en_0}{\epsilon_0} \left[A_2 + \frac{r_1}{4} \exp\left(\frac{4\pi\epsilon_0 l}{C_1}\right) \left\{ \frac{4\pi\epsilon_0 l}{C_1} - 1 \right\} \right]. \quad (29)$$

Вводя напряжение U_m , соответствующее полному динамическому схлопыванию слоя (т. е. напряжение, при котором $r_i = r_1$), можно, исключив A_2 , свести уравнение (29) к виду

$$U_1 - U_m = -\frac{en_0 r_1^2}{4\epsilon_0} \left[1 - \exp\left(\frac{4\pi\epsilon_0 l}{C_1}\right) \left\{ 1 - \frac{4\pi\epsilon_0 l}{C_1} \right\} \right]. \quad (30)$$

Разлагая в ряд слагаемое в квадратных скобках, получим

$$e^x (1-x) = 1 - \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{3} - \dots - \left(\frac{n-1}{n!} \right) x^n, \quad (31)$$

где

$$x = \frac{4\pi\epsilon_0 l}{C_1}.$$

Если минимальное значение C_1 удовлетворяет неравенству

$$\min(C_1) \gg 4\pi\epsilon_0 l,$$

равносильному условию малости динамической толщины слоя по сравнению с радиусом центрального электрода, то вместо коаксиального конденсатора можно рассматривать плоский, а ряд (31) с достаточной степенью точности оборвать на втором члене. В этом случае выражение (30) приводится к виду

$$U_1 - U_m = -\frac{2en_0 r_1^2 l^2 \epsilon_0 \pi}{C_1^2}. \quad (32)$$

Определяя минимальное значение C_1 , исходя из условия возникновения пробоя, (32) можно записать иначе:

$$C_1 = C_{\min} \sqrt{\frac{U_m - U_k}{U_m - U_1}}, \quad (33)$$

где $C_{\min}$ — минимальная емкость варактора, соответствующая напряжению пробоя U_k . Зависимость (33) идентична характеристике полупроводникового диода

с резким переходом, и, как отмечалось выше, именно эта емкость приэлектродного слоя и обуславливает генерацию гармоник.

Хотя предположение о колебании электронов как единого ансамбля, граница которого образует приэлектродный слой, и использовано здесь правомерно при условии малости частоты поля по сравнению с плазменной частотой, вопрос о сохранении формы распределения электронной концентрации остается открытым, особенно в те моменты, когда напряжение на слое минимально. Проверка точности предложенной модели может быть произведена путем расчета емкости приэлектродного слоя при использовании фактического распределения электронной концентрации в стационарном случае в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям.

После определения емкости приэлектродного слоя путем умножения значения поля на площадь с последующим численным дифференцированием заряда по потенциалу была получена зависимость емкости от напряжения, изображенная на рис. 32. Естественно, что учет распределения электронов по скоростям приводит к более глубокому проникновению электронов в слой и обуславливает более крутой рост емкости слоя для напряжения, близкого к постоянному напряжению смещения, по сравнению со случаем кусочно-линейной аппроксимации.

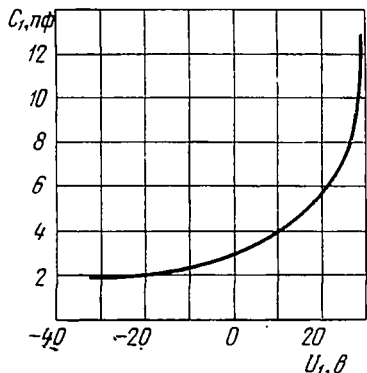


Рис. 32. Зависимость емкости приэлектродного слоя от напряжения. Постоянное смещение $-29,9$ в, $n_0 = 1,45 \cdot 10^{-11}$ см $^{-3}$.

Выше предполагалось, что амплитуда высокочастотного напряжения меньше постоянного напряжения (смещения) на слое, так что суммарное напряжение всегда имеет отрицательный знак. Если это условие выполняется не строго, то может оказаться существенным поток электронов на поверхность центрального электрода. Предполагая максвелловское

распределение электронов по скоростям, получим для электронного тока, идущего на поверхность центрального электрода,

$$I_e = en_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Динамическая проводимость слоя может быть определена так:

$$g = S \frac{\partial I_e}{\partial U} = G_0 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad (34)$$

где

$$G_0 = n_0 e^2 \sqrt{\frac{1}{2\pi m kT}} S.$$

Практический интерес представляет средняя по времени величина проводимости слоя при условии, что амплитуда переменного напряжения по порядку величины совпадает с постоянным смещением. Разделяя напряжение на постоянную и переменную составляющие, т. е. принимая

$$U = U_0 + \tilde{U}_1 \cos \omega t,$$

найдем усредненную проводимость:

$$g = \frac{G_0}{2\pi} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{e\tilde{U}}{kT} \cos \vartheta\right) d\vartheta = G_0 \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) I_0\left(\frac{e\tilde{U}_1}{kT}\right), \quad (35)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Для уменьшения шунтирующего влияния проводимости приэлектродного слоя на его емкость необходимо использовать большие значения постоянного смещения и умеренные значения амплитуды переменного.

На рис. 33 приведена упрощенная эквивалентная схема цилиндрического конденсатора, заполненного плазмой, где C_1 и g_1 — емкость и проводимость слоя, прилегающего к поверхности центрального электрода, C_2 и g_2 — аналогичные величины для слоя на границе наружного молибденового электрода, а $G_{пл}$ и $L_{пл}$ — эквивалентные параметры плазмы, заполняющей конденсатор. Проводимости g_1 и g_2 , как уже отмечалось выше,

обусловлены просачиванием быстрых электронов из плазмы на соответствующий электрод и характеризуют таким образом добротности рассматриваемых емкостей. Поскольку поверхность наружного электрода значительно превосходит поверхность центрального [40], то $C_2 \gg C_1$ и

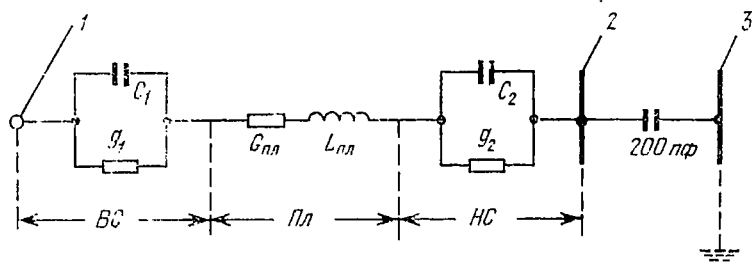


Рис. 33. Эквивалентная схема цилиндрического плазменного конденсатора. 1 — центральный электрод, 2 — наружный молибденовый электрод, 3 — наружный алюминиевый экран, *BC* — внутренний слой, *ПЛ* — плазма, *НС* — наружный слой.

$g_2 \gg g_1$, в силу чего цепочка $C_2 g_2$ не оказывает существенного влияния на ток, протекающий в цепи плазменного конденсатора, так же как и параметры плазмы $G_{пл}$ и $L_{пл}$, что было показано и экспериментально.

Таким образом, упрощенная эквивалентная схема цилиндрического плазменного конденсатора содержит только параметры C_1 и g_1 , характеризующие свойства внутреннего приэлектродного слоя. Поскольку при входной частоте, много меньшей плазменной, емкость C_1 является нелинейной, т. е. зависящей от приложенного напряжения, то в умножителе, изображенном на рис. 29, возможно весьма эффективное (до 100%) умножение частоты, поскольку нелинейный элемент, ответственный за умножение, является реактивным. Уменьшение же эффективности преобразования до 30—15% связано с шунтирующим влиянием проводимости g_1 , вызывающим потери энергии как во входной, так и выходной цепях умножителя.

Наличие максимума на кривой (рис. 30), изображающей зависимость эффективности преобразования для второй гармоники от входной мощности, может быть объяснено следующим образом. Поскольку плазменный

конденсатор работает в плавающем режиме (см. выше), то для каждой амплитуды (зависящей от входной мощности) высокочастотного напряжения устанавливается свое постоянное смещение. Для малой входной амплитуды (мощности) проводимость приэлектродного слоя оказывается большой, поэтому емкостные эффекты шунтируются и эффективность преобразования сравнительно мала. При увеличении входной амплитуды проводимость слоя уменьшается (так как увеличивается отрицательное смещение), его импеданс становится более реактивным и эффективность преобразования возрастает. Однако при дальнейшем возрастании входной амплитуды время, в течение которого емкость находится на нелинейном участке, уменьшается, уменьшается также и выходная мощность второй гармоники.

§ 4. Умножители сантиметрового диапазона

Первой работой, посвященной исследованию плазменных умножителей частоты в сантиметровом диапазоне длин волн, является работа [2] группы авторов, занимающихся измерениями пробойных полей при низких давлениях. Умножитель, изученный в этой работе, содержал разрядную камеру типа «острие — острие» (рис. 4, *а*), установленную поперек широкой стенки десятисантиметрового волновода, как это схематически показано на рис. 34. Разрядный промежуток, образованный двумя штырями диаметром 7 мм, расстояние между которыми изменялось при помощи микрометрического винта, окружен стеклянным цилиндром, служащим для пространственного ограничения разряда. Давление газа (воздух) в разрядной камере регулировалось в пределах 0,4—4 тор. Первоначальный поджиг разряда осуществлялся сетевым напряжением 1000 в, подводимым на короткое время к штырям. После поджига разряда настройка высокочастотного тракта и величина зазора регулировались так, чтобы обеспечить лучшее горение разряда и максимум гармоники.

В качестве входного генератора использовался десятисантиметровый магнетрон непрерывного режима, мощностью 12,4 вт, включенный в схему, изображенную на рис. 5. После волноводной умножительной секции был

включен волновод переменного сечения (сужающаяся секция), поперечные размеры которого плавно уменьшались до размеров стандартного волновода для той или иной исследуемой гармоники.

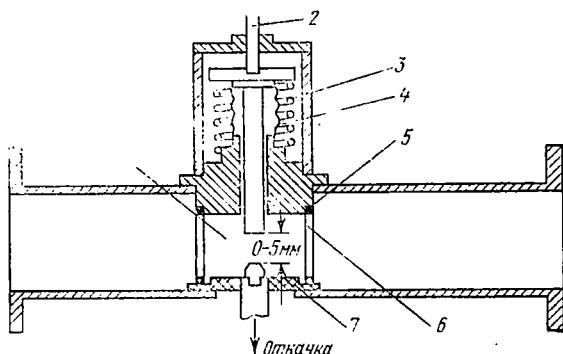


Рис. 34. Разрез умножительной секции. 1 — разрядная камера, 2 — микрометр, 3 — пружина, 4 — сильфон, 5 — уплотнение, 6 — стеклянный цилиндр, 7 — изолятор.

Частота обнаруженных гармоник оказалась кратной частоте входного сигнала независимо от давления газа и условий настройки, а выходная мощность каждой гармоники зависела от длины разрядного промежутка и давления газа, причем мощность гармоник возрастала с увеличением длины разрядного промежутка

Таблица 4

m	1	2	3	4
$\eta_m, \%$	—	$5 \cdot 10^{-1}$	$16 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$

и уменьшалась при увеличении давления газа в соответствии с кривой Пашена.

В таблице 4 приведены экспериментальные значения эффективности преобразования для четырех гармоник при входной частоте 3 ГГц и входной мощности 12,4 Вт [2].

Авторы не анализируют механизма нелинейности, ограничиваясь ссылкой на работу [11], считая, что нелинейность обусловлена высокочастотной модуляцией частоты столкновений.

Значительно лучшие результаты с умножительной секцией аналогичной конструкции (рис. 35) получены в

работах [19, 41] на входной частоте 2,9 Гц. В этом умножителе были использованы весьма эффективные электроды, изображенные на рис. 36, г, легко заменяемые навинчиванием сменных наконечников, как это показано на рис. 35. Экспериментальные данные, полученные в работе [41] на входной частоте 2,9 Гц при входной мощности 15 Вт, приведены в таблице 5.

Таблица 5

m	1	2	3
$\eta_m, \%$	—	17	0,1

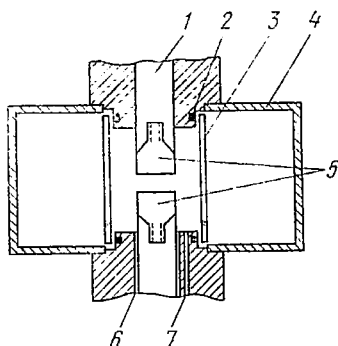


Рис. 35. Генератор гармоник (входная частота 3 Гц). 1 — подвижный электрод, 2 — резиновое уплотнение, 3 — стеклянный цилиндр, 4 — волновод, 5 — сменные наконечники электродов, 6 — изоляция, 7 — канал вакуумной системы.

В экспериментах на частоте 2,9 Гц вход умножительной секции подключался посредством соответствующих стандартных элементов к генератору, а ее выход через коническую волноводную секцию к волноводу гармоник, не пропускавшему входную мощность. Высокочастотный газовый разряд возникал между электродами, расположенными внутри стеклянного вакуумированного цилиндра, служащего для предотвращения распространения разряда на весь волновод. Генерируемая в разряде мощность на частоте гармоники проходила в волновод основной (входной) частоты и затем отражалась обратно от установленной здесь резонансной диафрагмы. Таким образом, практически вся мощность гармоники попадала через коническую секцию в волновод гармоники и далее в измеритель мощности. Эксперименты показали, что максимальный выход мощности второй гармоники имел место при расположении резонансной диафрагмы на расстоянии, равном нечетному числу четвертей длин волн гармоники в основном волноводе. При наличии резонансной диафрагмы система легко настраивалась, обеспечивая на выходе 2,5 Вт с электродами, изображенными на рис. 36, г.

Некоторые типичные наконечники электродов, опробованные в работах [19, 41], изображены на рис. 36, где под каждым электродом указана получаемая с ним

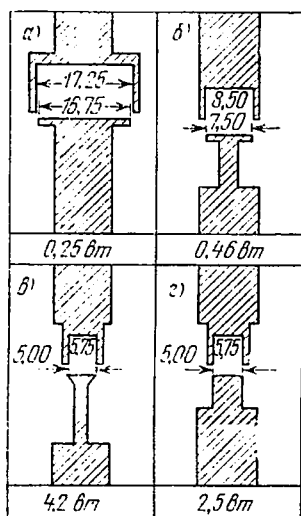


Рис. 36. Типичные электроды умножителя частоты.

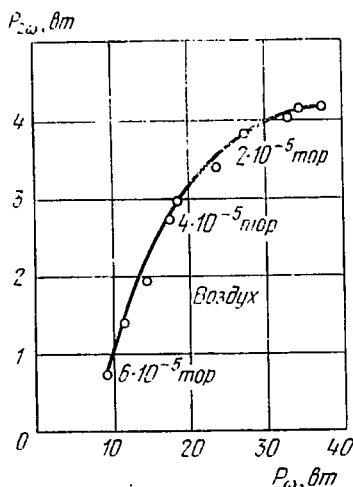


Рис. 37. Зависимость мощности второй гармоники (6 Гц) от входной мощности (3 Гц).

выходная мощность второй гармоники. При увеличении входной мощности разряд отделялся от концов электродов, равномерно заполняя внутренность ограничивающего стеклянного цилиндра (отверстие в волноводе позволяло визуально наблюдать за разрядом). В этом случае выходная мощность гармоники падала до сравнительно низкого значения. Входная мощность, необходимая для растекания разряда, изменялась с формой электродов, так что некоторые из электродов (не показанные на рис. 36) не могли быть использованы для работы умножителя при большой мощности.

В некоторых экспериментах помимо герметизированного стеклянного цилиндра использовался дополнительный стеклянный цилиндр меньшего диаметра. С этим дополнительным цилиндром, локализирующим разряд вблизи электродов, выходная мощность гармоники была еще меньше, чем без него. Подробное изучение влияния размеров цилиндра на величину мощности гармоники не

производилось, поскольку форма электродов представлялась авторам более важным параметром в смысле оптимизации выходной мощности умножителя.

На рис. 36, в показаны электроды типа «кольцо — диск», дающие наилучшие результаты, а на рис. 37 представлена зависимость максимального значения мощности второй гармоники от входной при различных давлениях, оптимальных для каждого уровня входной мощности. Как видно из рисунка, мощность второй гармоники испытывает тенденцию к насыщению, причину которого авторы не объясняют. В работе производились также измерения третьей гармоники. Выходная мощность третьей гармоники достигала 70 мвт с электродами, изображенными на рис. 36, в. Было исследовано влияние постоянного напряжения, прикладываемого к электродам. Оказалось, что при наложении постоянного напряжения мощность второй гармоники не изменялась, а мощность третьей гармоники уменьшалась при использовании электродов рис. 36, в.

Эксперименты [13, 41] показали, что в случае газового разряда, создаваемого симметричными электродами, вторая гармоника не генерируется, если к электродам не приложено постоянное напряжение. Однако достаточно небольшого нарушения симметрии электродов, чтобы появилась вторая гармоника небольшой мощности [42, 43].

Авторы [19, 41], хотя они и не ставили перед собой задачу теоретического исследования нелинейного механизма умножения, отмечают, что существующая нелинейность в исследованном ими умножителе реактивна по своей природе. Правда, на частоте 3 Гц эффективность преобразования умножителя не превышала всего 17%, в то время как нелинейный резистор без потерь обеспечивает 25%. В связи с этим можно высказать следующие соображения. Во-первых, эффективность умножителя всегда меньше эффективности нелинейного элемента, так как эффективность умножителя вычисляется относительно всей мощности, поступающей на вход умножителя, а эффективность самого разрядного промежутка вычисляется относительно той мощности, которая поступает непосредственно в активную зону плазмы. Во-вторых, настраиваемая система с электродами, поме-

щенными в основной волновод, не является, по-видимому, самой эффективной. Авторы отмечают также, что для оптимальной генерации гармоник, по всей вероятности, требуется сильно неоднородное электрическое поле, которое и ответственно за преобладающий механизм нелинейности.

Подтверждением этих соображений могут служить результаты работ [42, 43], связанных с исследованием нелинейности самой плазмы. С этой целью была собрана установка, включающая волновод, переходящий в резонатор, внутрь которого введена разрядная трубка диаметром 6 мм при давлении ртутных паров 0,4 тор. Индикация гармоник производилась зондами, введенными в волновод и резонатор. При изменении разрядного тока от 0 до 400 ма и при подаче на вход резонатора входной мощности (входная частота 2,8 Гц) порядка нескольких ватт выходная мощность второй и третьей гармоник не превышала нескольких микроватт, что соответствует эффективности преобразования $10^{-6}\%$ (-80 дб).

Имеется большое количество работ, например [6, 7, 12, 16, 17, 44—50], в которых экспериментально или теоретически исследуются различные нелинейные эффекты в самой плазме. Эти исследования показывают, что при воздействии электромагнитного или электрического поля на плазму нелинейные эффекты, приводящие к генерации гармоник, оказываются пренебрежимо малыми. Значительно более сильные нелинейные взаимодействия имеют место в тех случаях, когда плазма находится в системе проводников, создающих неоднородное электрическое поле. Задача экспериментатора состоит в этом случае в создании оптимальной конфигурации проводников в разрядной камере и целесообразной системы настройки умножителя. Одной из характерных экспериментальных работ, относящихся к исследованию нелинейных свойств анизотропной плазмы в трехсантиметровом диапазоне, является работа [7], в которой исследовалось излучение второй гармоники из плазмы, поджигаемой СВЧ-мощностью при циклотронном резонансе.

Использованная в работе установка схематически изображена на рис. 3. Суженный отрезок волновода с поперечным сечением $17,5 \times 5,3$ мм длиной 100 мм был установлен в центре соленоида и соединен с каждого конца

с нормальным волноводом сечением $22,8 \times 10$ мм при помощи согласующих конических секций. Суженный волновод был использован для уменьшения входной мощности, необходимой для поджига разряда, а также для уверенности в том, что разряд локализован в определенном месте. Вакуумирование осуществлялось слюдяными окнами, установленными в согласующих секциях, а система откачивалась через неизлучающее отверстие в узкой стенке выходной согласующей секции. Все эксперименты проводились на аргоне, который постоянно просачивался через маленькое отверстие. Сигнал, отраженный от плазмы, регистрировался при помощи направленного ответвителя, установленного с входной стороны разряда. Аксиальное магнитное поле создавалось при помощи соленоида длиной 25 см, охлаждаемого водой.

Наблюдение формы излучения второй гармоники на осциллографе показало, что она имеет периодическую структуру. Входной сигнал после прохождения через разряд оказывается глубоко промодулированным на частоте около 100 кГц. Сигнал, отраженный от разряда, модулирован той же частотой. При значительном изменении магнитного поля модуляция и гармоники исчезают, но разряд остается. Небольшие изменения магнитного поля вызывают изменения амплитуды модуляции, но не изменяют остроты импульсов и частоты модуляции. Изменение входной мощности производило тот же эффект, что и изменение в небольших пределах магнитного поля, а изменение давления газа приводило к изменению частоты модуляции, остроты импульсов и их амплитуды.

На рис. 38, а, б приведены осциллограммы сигналов проходящего, отраженного и гармоники при давлениях $1,3 \cdot 10^{-3}$ и $3,5 \cdot 10^{-4}$ тор. Следует заметить, что только в этом диапазоне давлений можно было наблюдать излучение гармоники. При более высоких давлениях нельзя было получить стабильную плазму, а при более низких имеющейся в распоряжении мощностью (16 вт) невозможно было поддерживать разряд. Приведенные осциллограммы наблюдались при облучении плазмы максимально возможной мощностью, равной 16 вт.

Максимальная выходная мощность второй гармоники, возбуждаемой на колебаниях типа H_{02} , оказалась равной 8 мвт. Это выходная мощность, отнесенная к 16 вт

входной, дает для эффективности преобразования 0,2% (—27 дб). Такая величина эффективности остается постоянной в диапазоне давлений от $1,3 \cdot 10^{-3}$ до $3,5 \cdot 10^{-4}$ тор и быстро падает вне этого диапазона. В работе исследовались также эффекты, связанные с изменением магнитного поля вблизи циклотронного резонанса. Измерения показали, что уход от циклотронного резонанса приводит к уменьшению эффективности преобразования, причем

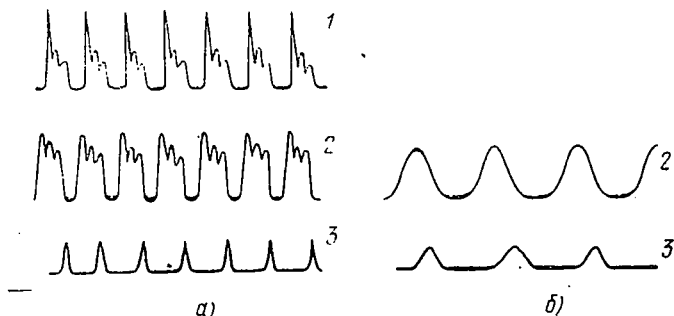


Рис. 38. Осциллограммы сигналов проходящего, отраженного и гармоники при давлении $1,3 \cdot 10^{-3}$ тор (а) и при давлении $3,5 \cdot 10^{-4}$ тор (б). 1 — проходящий сигнал, 2 — отраженный сигнал, 3 — сигнал гармоники.

максимальное значение $\Delta\omega_c/\omega_c$ (где ω_c — циклотронная частота, $\Delta\omega_c = \omega_c - \omega$), при котором мощность гармоники еще могла быть измерена, составляла $\pm 1\%$.

Полученное значение эффективности преобразования удовлетворительно согласуется с теоретической его величиной, вычисленной по выведенной авторами формуле для выходной мощности второй гармоники:

$$P_2 = 7,4 \cdot 10^{-11} P_1 \left(\frac{\omega}{v} \right)^2 \left\{ 1 - \exp \left[-4,35 \left(\frac{L}{\lambda} \right) \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\omega}{v} \right) \right] \right\}^2, \quad (36)$$

где P_2 и P_1 — мощности второй и первой гармоник, ω и λ — циклическая частота входного колебания и его длина волны в свободном пространстве, ω_p — плазменная частота, v — частота столкновений, L — длина пространства взаимодействия.

При решении системы уравнений авторы предполагали, что компонента тока второй гармоники обусловлена нелинейностью плазмы в области циклотронного резо-

нанса за счет взаимодействия неоднородной плотности заряда и скорости электронов, модулированной с частотой входного генератора.

Экспериментальное исследование [6] нелинейных свойств анизотропной плазмы при значительно более высокой входной мощности было выполнено на установке, изображенной на рис. 39. Стекло́нная разрядная ка-

мера 3 кубической формы со стороной около 100 мм помещалась между обкладками конденсатора 2 диаметром 125 мм, подключенного к генератору с частотой 100 МГц мощностью 400 вт. Этот генератор использовался в качестве постороннего источника для создания плазмы в разрядной камере, которая, в свою очередь, облучалась

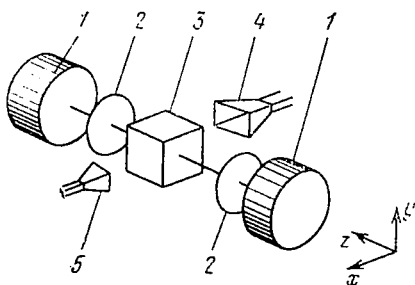


Рис. 39. Блок-схема установки. 1 — полюсный наконечник электромагнита, 2 — пластина конденсатора, 3 — разрядная камера, 4 — рупор передатчика 3 см, 5 — рупор приемника 1,5 см.

лась трехсантиметровым рупором 4, питаемым от магнетрона непрерывного действия мощностью 200 вт. Для приема второй гармоники использовался прямоугольный рупор 5 с чувствительным приемником (-80 дБмвт), имеющим ширину полосы 2 МГц и перестраивающимся в диапазоне 8—26,5 ГГц. Установка помещалась между полюсами электромагнита 1 таким образом, что направление магнитного поля совпадало с направлением электрического поля генератора на 100 МГц.

Измерения второй гармоники, генерируемой в плазме, производились для гелия, гелия с примесью аргона (1%), криптона, ксенона и аргона с неоном. Мощность второй гармоники измерялась в зависимости от входной мощности, величины магнитного поля, типа газа и его давления. Эксперименты показали, что выходная мощность резко зависит от магнитного поля, достигая максимума в районе циклотронного резонанса, имевшего место при 3300 гс. Максимальная эффективность преобразования, полученная в эксперименте, составила по порядку величины $10^{-4}\%$ (-60 дБ) при давлении газа около $2 \cdot 10^{-2}$ тор.

Подобные исследования проводились также в работах [51—53] в десяти- и трехсантиметровом диапазонах с разрядной камерой, помещенной в прямоугольный волновод, находящийся в магнитном поле. Для эффективности преобразования получены значения, лежащие в пределах от -80 дб до -15 дб для второй гармоники. Теория генерирования гармоник в работе [16] основывается на решении уравнения Больцмана при наличии внешнего магнитного поля. Эта теория дает сходные значения эффективности преобразования и подтверждает появление острых резонансных пиков в режиме циклотронного резонанса. В другой теоретической работе [54, 55] предполагается, что гармоники генерируются за счет резонансной связи внешнего поля с внутренним, образующимся при взаимодействии внешнего поля с неоднородной плотностью зарядов (электронов) в плазме. Авторы получают гармонические компоненты функции распределения электронов по скоростям, напряженности внутреннего поля и эффективности преобразования путем одновременного решения уравнений Больцмана и Пуассона в предположении, что ионы неподвижны, а плазма безгранична.

Описанные выше эксперименты подтверждают целесообразность использования системы проводников, которые создают в плазме существенно неоднородное поле, необходимое для эффективной генерации гармоник. В этом смысле работы [13, 56] указывают пути к созданию плазменных умножителей с высокой эффективностью преобразования.

В умножителе частоты [13] трехсантиметрового диапазона разрядная камера, изображенная на рис. 40, а, образуется подвижными центральными проводниками двух коаксиальных линий, изолированных по постоянному току друг от друга. По одной из коаксиальных линий подводится входная мощность, а другая используется для подачи на разрядный промежуток постоянного смещения. Разрядный промежуток, являющийся генератором мощности гармоник, располагается в центре волновода гармоники, связанного посредством стандартных волноводных элементов с измерителем мощности.

Если зазор между торцевыми поверхностями центральных проводников, образующих разрядный промежуток,

мал по сравнению с диаметром проводника, то электрическое поле в нем является практически однородным. В этом случае исследование сводится к изучению газового разряда в одномерной цепи (рис. 40, б) с сосредоточенными параметрами. Малый объем разрядного промежутка даже при сравнительно небольшой входной мощности позволяет получить высокую плотность мощности и большие значения напряженности поля. Высокая

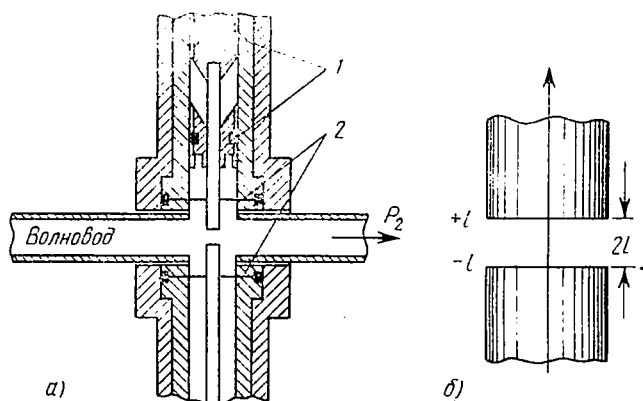


Рис. 40. Схематический разрез умножительной секции. 1 — уплотнение, 2 — слюдяная прокладка.

концентрация электронов и малые размеры разрядного промежутка создают условия, при которых генерация электронов и их удаление из разрядного объема происходят за промежутки времени, сравнимые с периодом подводимых колебаний. Это обстоятельство приводит к значительной модуляции частоты столкновений ν_i и к нелинейным эффектам, связанным с искажением гармонической формы тока в цепи разрядного промежутка. Полагая, что частота столкновений, приводящих к ионизации, пропорциональна абсолютной скорости упорядоченного дрейфа v_d в направлении приложенного поля, получим для частоты столкновений ν_i (коэффициента ионизации):

$$\nu_i = \alpha v_d, \quad (37)$$

где α — постоянный коэффициент. Таким образом, по

мнению авторов работы [13], основным источником нелинейности является СВЧ-модуляция коэффициента ионизации, приводящая к модуляции плотности электронов за период высокочастотного колебания. Анализируя другие источники нелинейности, авторы приходят к выводу, что температура или средняя энергия электронов лишь незначительно модулируются высокочастотным полем. Это объясняется тем, что использованные напряженности полей еще недостаточны для того, чтобы за одно колебание сообщить электрону энергию ионизации. Большая часть энергии, приобретаемой электронами при столкновениях, переходит в энергию статистического теплового движения и лишь незначительная ее часть переходит в упорядоченное движение высокой частоты.

Таким образом, если уход электронов из разрядного промежутка обусловлен диффузией, то уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (38)$$

где D — коэффициент диффузии, n — концентрация электронов, а ν_i — коэффициент ионизации, определяемый соотношением (37). Находя скорость дрейфа из уравнения движения

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + \nu v_d = -\frac{eE_\sigma}{m}, \quad (39)$$

получим

$$v_d = -\frac{eE}{m\nu} \left[\frac{E_0}{E} + \cos \omega t \right], \quad (40)$$

где e , m — заряд и масса электрона, ν — частота столкновений, сопровождающихся передачей импульса, а

$$E_\sigma = E_0 + E \left(\cos \omega t - \frac{\omega}{\nu} \sin \omega t \right)$$

— суммарное (постоянное E_0 и переменное E) электрическое поле, приложенное к разрядному промежутку.

Подставляя полученное значение скорости дрейфа в (37), будем иметь

$$\nu_i = \frac{e\alpha E}{m\nu} \left[\frac{E_0}{E} + \cos \omega t \right]. \quad (41)$$

Решая, далее, уравнение непрерывности при граничных условиях

$$n(x) = n_0 \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) = 0$$

(так как на поверхностях электродов $x = \pm l$ плотность электронов равна нулю), авторы получают для плотности тока

$$J(x, t) = \frac{n_0 e^2 E}{m\nu} \left\{ \left[\frac{E_0}{E} + \cos \omega t \right] + \right. \\ \left. + \frac{\pi e \alpha a_0 E}{m\omega\nu} \sum_{m=2}^{\infty} A_m \sin(m\omega t) \right\} \cos\left(\frac{\pi x}{2l}\right), \quad (42)$$

где A_m и a_0 — коэффициенты, вычисляемые по приведенным в работе формулам, m — номер гармоники.

Для расчета мощности гармоник на выходе умножителя необходимо вычислить ток I , создаваемый в электродах движением электронов в разрядном промежутке. Этот ток определяется выражением

$$I = \frac{S}{2l} \int_{-l}^{+l} e n v_d dx = \frac{S}{2l} \int_{-l}^{+l} J dx, \quad (43)$$

где S — площадь электрода.

Подставляя значение плотности тока из (42) и производя интегрирование, получим

$$I \approx \frac{2n_0 e^2 S E}{\pi m \nu} \left\{ \left[\frac{2E_0}{E} + \cos \omega t \right] + \frac{\pi e \alpha a_0 E}{m\omega\nu} \sum_{m=2}^{\infty} A_m \sin(m\omega t) \right\}. \quad (44)$$

Для амплитуд токов гармоник будем иметь

$$I_0 = \frac{4n_0 e^2 S E_0}{\pi m \nu}, \quad I_1 = \frac{2n_0 e^2 S E}{\pi m \nu}, \quad I_m = \frac{2n_0 e^3 \alpha a_0 S E^2}{m^2 \omega \nu^2}. \quad (45)$$

Мощность, излучаемую на m -й гармонике, можно рассчитать по формуле

$$P_m = \frac{1}{2} I_m^2 R_m, \quad (46)$$

где R_m — сопротивление излучения на частоте m -й гар-

моники. Беря отношение этой мощности к мощности P_1 основной (первой) гармоники, получим выражение для эффективности преобразования

$$\eta = \frac{P_m}{P_1} = \frac{I_m^2 R_m}{I_1^2 R_1} = \left[\frac{\pi \alpha e a_0 E}{m \omega v} \right]^2 \frac{R_m}{R_1} A_m^2. \quad (47)$$

Полученное отношение для η можно упростить, если учесть, что полное число электронов N_R , созданных за период T высокой частоты, равно

$$N_R = \int_S \int_{-l}^{+l} \left[\int_0^T n v_i dt \right] dx dS = \frac{4 \alpha e S n_0 a_0}{m \omega v}, \quad (48)$$

а полное число электронов в разряде

$$N_T = \int_S \int_{-l}^{+l} n dx dS = \frac{4 n_0 S l}{\pi}, \quad (49)$$

откуда для эффективности преобразования будем иметь

$$\eta = \frac{P_m}{P_1} = \left(\frac{R_m}{R_1} \right) \left(\frac{N_R}{N_T} \right)^2 A_m^2. \quad (50)$$

Полученная формула показывает, что для повышения η необходимо иметь систему, в которой электроны создавались бы и выводились за время, сравнимое с периодом высокой частоты, с тем чтобы отношение N_R/N_T было возможно большим. Предполагая, что разряд поддерживается за счет СВЧ-мощности и его свойства мало меняются под действием постоянного поля смещения, можно рассчитать эффективность преобразования в зависимости от относительного напряжения смещения E_0/E . Результаты этого расчета представлены в относительных единицах на рис. 41 и в таблице 6 наравне с экспериментальными данными [13] для эффективности преобразования и выходной мощности, полученными при входной частоте 10 ГГц и входной мощности 40 вт .

Как теория, так и эксперимент показывают, что мощность всех четных гармоник при нулевом напряжении смещения равна нулю, а мощность всех нечетных гармо-

ник максимальна. При этом предполагается, что размеры обоих электродов одинаковы. Если они различны, то диффузия к одному из электродов превосходит диффузию к другому, в результате чего изменяется постоянное

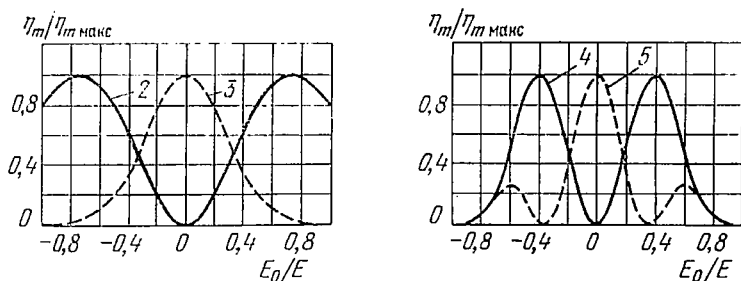


Рис. 41. Зависимость мощности гармоник от напряжения смещения. 2 — вторая гармоника, 3 — третья гармоника, 4 — четвертая гармоника, 5 — пятая гармоника.

напряжение смещения и появляется некоторая мощность четных гармоник. По мнению авторов, это объясняет результаты, полученные в работе [2] на умножителе десятисантиметрового диапазона с разрядной камерой аналогичной конструкции, но с электродами различного диаметра (рис. 34).

Таблица 6

m	$\frac{E_0}{E}$	A_m^2	Теоретич. значение мощности, мвт	Эксперим. значение мощности, мвт	$\eta_m, \%$
2	0,75	$7,8 \cdot 10^{-3}$	330	100	0,25
3	0	$0,57 \cdot 10^{-3}$	24	40	0,10
4	0,4	$16 \cdot 10^{-6}$	0,67	1	$0,25 \cdot 10^{-2}$
5	0	$3,6 \cdot 10^{-6}$	0,15	0,3	$0,08 \cdot 10^{-2}$

$N_R/N_T = 0,25$; $R_1/Z_0 = 0,03$; для всех гармоник $R_m/Z_0 = 0,5$.

Для вычисления эффективности преобразования по формуле (50) необходимо определить величины N_R/N_T и R_m/R_1 . Величину N_T можно определить экспериментально, если подать на электроды постоянное напряжение $U_0 = 2lE_0$ и измерить постоянный ток I_0 , соответствующий

формуле (45). Объединяя (45) и (49), получим

$$N_T = \frac{2mlv}{e^2} \left(\frac{I_0}{U_0} \right). \quad (51)$$

Доля kP входной мощности P , рассеиваемая в разряде, расходуется на ионизацию. В силу этого общее число электронов, возникающих за один период, равно

$$N_R = \frac{2\pi kP}{\omega U_i}, \quad (52)$$

где U_i — средний потенциал ионизации для данного газа, ω — угловая частота СВЧ-напряжения.

Для иллюстрации этого метода оценим отношение N_R/N_T для разрядного устройства, изображенного на рис. 40, рабочим газом которого является воздух. Длина $2l$ разрядного промежутка равна 0,254 мм, диаметр электродов 0,635 мм, так что объем газа составляет $8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3$. Мощность на входе в непрерывном режиме 25 вт, поэтому плотность мощности равна $0,3 \text{ Мвт/см}^2$. В этих условиях [57] коэффициент k равен приблизительно $1/3$. Если теперь предположить, что потенциал ионизации U_i для воздуха равен 14 эв, то $N_R = 1,1 \cdot 10^8$, а согласно измерениям величина N_T , определяемая формулой (52), равна $5 \cdot 10^8$, откуда следует, что $N_R/N_T = 0,2$.

Сопротивление излучения R_r тока длиной L , протекающего по центру прямоугольного волновода сечением $a \times b$, равно [58]

$$R_r = \frac{L^2}{a \cdot b} Z_0, \quad (53)$$

где Z_0 — волновое сопротивление волновода. Если ток гармоники не однороден, а распределен по синусоиде, то общая эффективная длина тока равна λ_m — длине волны данной гармоники в свободном пространстве. В силу этого сопротивление излучения, входящее в формулу (46), равно

$$R_m \approx \frac{\lambda_m^2}{2a \cdot b} Z_0. \quad (54)$$

При помощи описанного метода были составлены расчетные данные таблицы 6, совпадение которых с эк-

спериментальными значениями можно считать удовлетворительным.

Величина отношения $R_1/Z_0=0,03$, приведенная в таблице 6, определялась при помощи измерительной линии, включенной перед входом умножительной секции. Необходимость работать в рассогласованном режиме (на это уже указывалось в главе I) связана с нестабильностью горения разряда: для поддержания разряда только ВЧ-энергией должна существовать такая рассогласованность, при которой падение концентрации электронов вызывало бы возрастание КСВ.

В большинстве опытов с умножителем в качестве рабочего газа использовался воздух наряду с азотом, неопом, аргоном и пр. В других газах не удавалось поддерживать входную мощность на том же уровне, что и для воздуха, так как разряд перебрасывался из разрядного промежутка в волновод. Это означало, что отношение N_R/N_T было в этих случаях меньше, чем в воздухе. Однако если вдоль оси электродов прикладывалось внешнее постоянное магнитное поле, препятствующее поперечной диффузии электронов, то эффективность преобразования повышалась настолько, что (например, в аргоне) результаты оказывались лучше, чем в воздухе. При работе умножителя давление каждого газа поддерживалось таким, чтобы частота столкновений равнялась рабочей частоте.

Значительно более высокая эффективность преобразования была получена в работе [56] на входной частоте 3 Гц, при такой же как и в предыдущей работе геометрии разрядной камеры. На рис. 42 показан схематический разрез разрядной камеры, образованной торцевым зазором в центральном проводнике коаксиальной линии, по которой подается входная СВЧ-мощность. Одна из частей центрального проводника сделана подвижной для регулировки величины зазора. Вывод гармоник осуществляется по прямоугольному волноводу через слюдяное вакуумное окно, расположенное в наружном проводнике коаксиальной линии против разрядного промежутка.

Блок-схема установки изображена на рис. 5, где в качестве источника колебаний СВЧ служит клистрон, работающий в непрерывном режиме на частоте 3 Гц.

Мощность клистрона усиливается усилителем на ЛБВ до уровня 20—25 вт и поступает на умножительную секцию (генератор гармоник) через развязку, коаксиальную измерительную линию, телескопические соединители

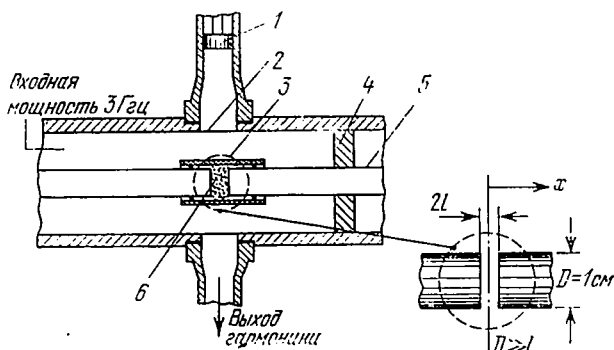


Рис. 42. Схематический разрез разрядной камеры. 1 — поршень, 2 — слюдяное окно, 3 — кварцевая трубка, 4 — коаксиальный поршень, 5 — подвижный центральный проводник, 6 — плазма.

и режекторный фильтр соответствующей гармоник. Коаксиальные направленные ответвители служат для измерения падающей и отраженной мощностей. Входная мощность, поступающая на генератор гармоник, регулируется изменением мощности, подаваемой на ЛБВ при помощи аттенюатора. Весь высокочастотный входной тракт, включая генератор гармоник, собран на коаксиальных линиях, в то время как тракт гармоник — на соответствующих волноводах и стандартных волноводных деталях.

Генератор гармоник согласуется с оконечной нагрузкой при помощи поршня 1 (рис. 42) и элемента настройки, включенного между генератором гармоник и аттенюатором. Небольшая часть мощности гармоник при помощи волноводных направленных ответвителей подается в измеритель мощности и анализатор спектра.

Герметизированная умножительная секция откачивается до давления 10^{-6} — 10^{-7} тор и заполняется исследуемым газом, после чего запуск и настройка системы производится в следующей последовательности. Вначале

передвижением подвижной части центрального проводника зазор замыкается. При этом в коаксиальном тракте устанавливается стоячая волна и вся мощность, поступающая в тракт, отражается от короткозамыкающего коаксиального поршня 4. Этот поршень и телескопические соединители устанавливаются таким образом, чтобы место соединения центральных проводников оказалось в пучности тока. При мощности генератора, равной нескольким ваттам, подвижный проводник отодвигается от неподвижного на расстояние порядка 1 мм. В зазоре при этом образуется сильное электрическое поле, вызывающее пробой разрядного промежутка. Таким образом создается плазма, поддерживаемая СВЧ-мощностью, поступающей с выхода усилителя на ЛБВ. Окончательная регулировка величины зазора и положения поршней производится так, чтобы выходная мощность гармоник была максимальной при каждом давлении газа.

Центральные проводники, в зазоре между которыми создается разряд, окружены свободно лежащей кварцевой трубкой 3, предотвращающей выход плазмы за пределы зазора. Типичные величины зазора варьируются от 0,5 до нескольких миллиметров, так что величина зазора $2l$ всегда меньше диаметра $D=10$ мм центрального проводника и, следовательно, разрядный промежуток представляет собой хорошее приближение к рассматриваемой теоретически модели плоского плазменного конденсатора.

Эксперименты по генерации гармоник были выполнены с различными газами, такими как гелий, неон, аргон, криптон, ксенон. Несмотря на то, что выходная мощность гармоник при определенном значении давления газа существенно изменяется в зависимости от рода газа, все газы обнаруживают общие свойства. В случае симметричных электродов разрядной камеры интенсивно генерируются нечетные гармоники, в частности третья, в то время как четные гармоники (вторая и четвертая) имеют небольшую мощность, возникающую, по-видимому, за счет некоторой несимметрии разряда (например, за счет несовпадения осей центральных проводников). В таблице 7 приведены экспериментальные данные, полученные в работе [56] для третьей гармоники входной частоты 3 Гц при входной мощности 4,6 вт.

Помимо измерения мощности гармоник в процессе работы были произведены измерения плотности электронов и их температуры. Во время исследования гармоник электроды, между которыми поддерживался разряд,

Таблица 7

m	1	3
$\eta_m, \%$	—	13

играли также роль электродов в двухзондовой методике измерения плотности электронов и их температуры. Было обнаружено (рис. 43), что при увеличении входной мощности температура электронов изменяется незначительно, плотность и соответствующая

ей плазменная частота несколько растут, а мощность третьей гармоники обнаруживает резонансные явления. Измерения плазменной частоты ω_p показывают, что

максимальная мощность гармоники достигается при плотности плазмы, соответствующей резонансной концентрации, т. е. $\omega_p \approx 3\omega$.

Полученная эффективность преобразования на ксеноне, равная 13% для третьей гармоники, указывает на реактивный характер исследуемого нелинейного элемента. Такая сравнительно высокая эффективность преобразования получена несмотря на то, что ее оценка производилась по отношению мощности гармоники на выходе умножителя к общей мощности на входе без учета потерь. Для сравнения следует отметить, что эффективность преобразования для тре-

третьей гармоники в случае идеального резисторного элемента составляет 11%.

Поскольку процессы, происходящие при генерации гармоник, зависят от индивидуальных характеристик используемого газа (поперечное сечение соударений, потенциал ионизации и пр.), авторы использовали разработанный ими графический метод анализа основан-

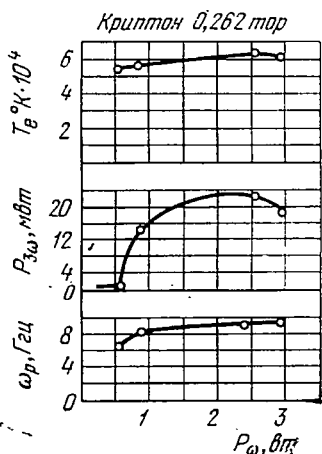


Рис. 43. Зависимость плазменной частоты, мощности третьей гармоники и электронной температуры от входной мощности.

ный на экспериментальных данных и зависимостях частоты соударений электронов от давления и энергии. Рассматривая резистивные механизмы генерации гармоник, такие как модуляция частоты столкновений ν_i , приводящих к ионизации (коэффициент ионизации), и модуляция эффективной частоты столкновений ν , авторы замечают, что обе эти величины зависят от электронной температуры T_e . Электронная температура плазмы, находящейся в электрическом поле $E = E_0 \exp j\omega t$, определяется выражением [44]

$$T_e = T_0 + \frac{e^2 E_0^2}{3km\delta(\omega^2 + \nu^2)} \left[1 + \frac{(\delta\nu - 2\omega^2)\delta}{4\omega^2 + \delta^2\nu} \cos 2\omega t + \frac{\omega\nu(2+\delta)\delta}{4\omega^2 + \delta^2\nu} \sin 2\omega t \right], \quad (55)$$

где T_0 — температура ионов и нейтральных частиц, e и m — заряд и масса электрона, k — постоянная Больцмана, M — масса ионов и нейтральных частиц, $\delta = 2m/M = 10^{-4} - 10^{-5}$ — параметр передачи энергии. Если происходит интенсивная генерация гармоник, то $\omega \gg \delta\nu$, откуда следует, что $T_e \gg T_0$.

Принимая во внимание эти условия, можно получить

$$T_e = \frac{e^2 E_0^2}{3km\delta(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (56)$$

откуда видно, что при определенных условиях, имеющих место при эксперименте, температура электронов существенно изменяется около ее установившегося значения. Из физических соображений следует, что время релаксации электронной температуры в плазме порядка $(\delta\nu)^{-1}$, в силу чего температура не может заметно измениться за время $1/\omega \ll 1/(\delta\nu)$. В результате этого электронная температура устанавливается на определенном уровне, отклонения от которого малы.

Поскольку резистивный механизм нелинейности связан с зависимостью коэффициента ионизации ν_i и частоты столкновений ν от электронной температуры, представляется маловероятным, что генерация гармоник в умножителях при низком давлении объясняется этим механизмом.

Производя количественную оценку других механизмов нелинейности, связанных с неоднородностью высокочастотного поля ∇E и пространственной неоднородностью концентрации электронов ∇n_e , авторы работ [20, 56, 59, 60] приходят к выводу, что мощность гармоник высокого порядка ($m \geq 3$), вызванная градиентом ∇n_e , пренебрежимо мала. По этой причине в качестве основного нелинейного механизма в работе [56] принимается пространственная неоднородность высокочастотного поля ∇E .

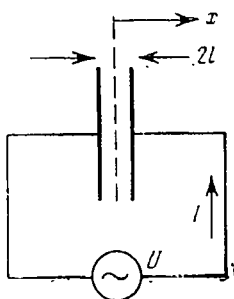


Рис. 44. Симметричный плазменный конденсатор.

Рассматривая одномерную модель плоского плазменного конденсатора (рис. 44), образованного двумя близко расположенными пластинами одинакового размера, пространство между которыми заполнено плазмой, легко видеть, что она соответствует экспериментально исследуемой конструкции, изображенной на рис. 42. Предполагается также, что плазменный конденсатор

симметричен относительно оси x и имеет размеры, удовлетворяющие условиям $2l \ll \lambda$ и $S \ll \lambda^2$, где $2l$ — расстояние между пластинами, S — площадь пластины и λ — длина волны.

Поскольку рассматриваются высокочастотные колебания, то движением ионов можно пренебречь, а для электронов написать следующие гидродинамические уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla (n_e v) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v &= -\frac{1}{mn_e} (n_e e E + \kappa k T_e \nabla n_e), \\ \nabla E &= \frac{e}{\epsilon_0} (N - n_e), \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

где n_e и v — плотность и скорость электронов, N — плотность ионов, κ — показатель адиабаты сжатия электронного газа. Записывая эти уравнения для одномерного

случая

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_e v_x) &= 0, \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{e}{m} E_x - \frac{3kT_e}{mn_e} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} &= \frac{e}{\epsilon_0} (N - n_e) \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

и используя метод малого сигнала [61], в соответствии с которым каждая переменная представляется в виде ряда Фурье, авторы получают соотношения для каждой из исследуемой гармоник:

для основной частоты

$$\left. \begin{aligned} j\omega v_1 &= -\frac{e}{m} E_1 - \frac{3kT_e}{mn_0} \frac{dn_1}{dx}, \\ j\omega n_1 + n_0 \frac{dv_1}{dx} &= 0, \\ \frac{dE_1}{dx} &= -\frac{e}{\epsilon_0} n_1; \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

для второй гармоники

$$\left. \begin{aligned} j2\omega n_2 + n_0 \frac{dv_2}{dx} &= 0, \\ j2\omega v_2 + \frac{1}{2} v_1 \frac{dv_1}{dx} &= -\frac{e}{m} E_2 - \frac{3kT_e}{mn_0} \frac{dn_2}{dx}, \\ \frac{dE_2}{dx} &= -\frac{e}{\epsilon_0} n_2; \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

для третьей гармоники

$$\left. \begin{aligned} j3\omega n_3 + n_0 \frac{dv_3}{dx} &= 0, \\ j3\omega v_3 + \frac{1}{2} v_1 \frac{dv_2}{dx} + \frac{1}{2} v_2 \frac{dv_1}{dx} &= -\frac{e}{m} E_3 - \frac{3kT_e}{mn_0} \frac{dn_3}{dx}, \\ \frac{dE_3}{dx} &= -\frac{e}{\epsilon_0} n_3, \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

где n_m , v_m и E_m — составляющие Фурье плотности, скорости электронов и напряженности электрического поля m -й гармоники. Все написанные системы уравнений содержат три уравнения и три неизвестные, в силу чего каждая система может быть сведена к одному уравнению с одним неизвестным. Учитывая, что переменные n_m , v_m

и E_m ($m=1, 2, 3$) должны удовлетворять следующим условиям:

$$U_m = - \int_{-l}^{+l} E_m dx, \quad -\frac{I_m}{S} = J_m(x) + j\omega\epsilon_0 E_m, \\ v_m = 0 \quad \text{при} \quad x = \pm l,$$

где U_m и I_m — напряжение и ток m -й гармоники, можно однозначно решить приведенные выше системы уравнений. Выполнив эти решения [62—66], авторы находят, что в случае симметричного плазменного конденсатора четные гармоники не генерируются — в согласии с описанными выше экспериментальными данными. Для эффективной генерации третьей гармоники концентрация электронов должна быть такова, чтобы удовлетворялось условие $\omega_p \approx 3\omega$.

В отличие от рассмотренных выше, особое место по эффективности преобразования занимают умножители, у которых сферическая (или цилиндрическая) разрядная камера возбуждается в электрическом поле заостренного штыря (рис. 4, δ). На рис. 45 изображен схематический разрез такого умножителя, работающего в десятисантиметровом диапазоне [67]. Как видно из рисунка, умножитель представляет собой волноводный крест, связанный между собой общим штырем 8. Верхний конец штыря, выходящий из волновода малого сечения (волновода гармоники), заострен, в силу чего он создает неоднородное электрическое поле с большим градиентом в разрядной сферической камере 3, изготовленной из плавленого кварца и расположенной над острием. Наведенный в штыре ток (за счет движущихся в поле штыря зарядов) содержит высшие гармоники и излучает их в волновод гармоники, развязанный (по соответствующей гармонике) от входного волновода 7 посредством коаксиального дросселя 6, препятствующего излучению мощности гармоники во входной волновод. Разрядная камера помещена в термостатирующую жидкость (масло) и соединена с вакуумной установкой, позволяющей производить откачку и заполнение различными газами при заданном давлении.

Блок-схема установки для исследования выходной мощности гармоник и эффективности преобразования

изображена на рис. 46, где мощность от генератора через стандартные волноводные элементы, обозначенные на рисунке, поступает по входному волноводу к умножительной секции. Входное напряжение создает сильное

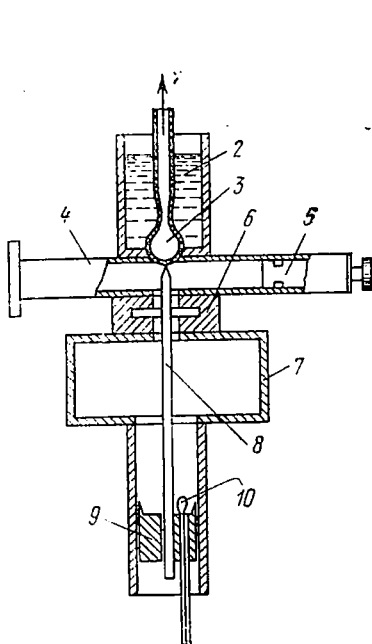


Рис. 45. Схематический разрез умножителя частоты. 1 — к вакуумной системе, 2 — термостатирующая жидкость, 3 — разрядная сферическая камера, 4 — волновод гармоник, 5 — короткозамыкающий поршень, 6 — коаксиальный дроссель, 7 — входной волновод, 8 — стержень, 9 — коаксиальный поршень, 10 — петля связи.

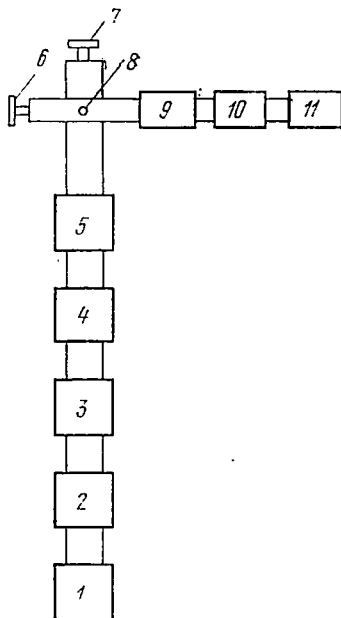


Рис. 46. Блок-схема установки. 1 — генератор, 2 — ферритовая развязка, 3, 9 — трансформатор импеданса, 4, 10 — аттенюатор, 5, 11 — измеритель мощности, 6 — закорачивающий поршень тракта гармоник, 7 — закорачивающий поршень входного тракта, 8 — умножитель частоты.

электрическое поле, приложенное к концу стержня и проникающее через тонкие стенки кварцевой камеры. Настройка входного тракта осуществляется короткозамыкающим поршнем (7 на рис. 46), коаксиальным поршнем (9 на рис. 45) и элементами настройки входного волноводного тракта. Согласование и настройка тракта гармоник производится окончательным короткозамыкающим поршнем 6 и элементами настройки самого тракта.

Эффективности преобразования [67], полученные с разрядной камерой с внутренним диаметром 8 мм, заполненной воздухом при давлении 0,1—0,3 тор на входной частоте 2,9 Гц и входной мощности 16 вт, представлены в таблице 8.

На рис. 47 изображена зависимость эффективности преобразования η от номера гармоники m , построенная

Таблица 8

m	1	2	3	4
$\eta_m, \%$	—	22,5	5,2	2,2

по данным таблицы 8 (кривая 2), а также зависимость $1/m^2$, соответствующая эффективности преобразования идеального нелинейного резистора. Как видно из рисунка, кривая эффективности преобразования, полученная в

работе [67], идет ниже кривой 1 — теоретического предела эффективности преобразования идеального нелинейного резистора. Несмотря на это авторы работ [20,

21, 67—70] считают, что действующий здесь механизм нелинейности носит реактивный характер и связан с негармоничностью колебаний электронов в электрическом поле с большим градиентом, создаваемом штырем. Эффективность такого преобразования может превышать величину $\frac{1}{m_2}$, а то обстоятельство,

что в эксперименте она оказалась ниже этой величины, объясняется поглощением энергии в высокочастотном тракте.

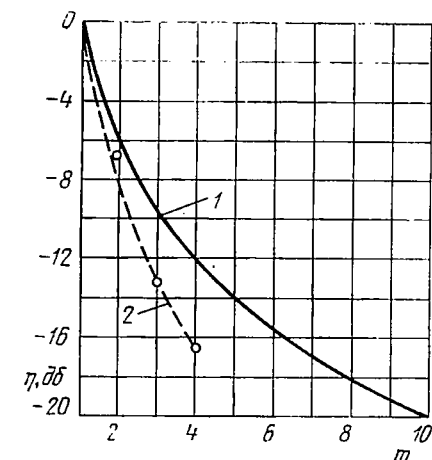


Рис. 47. Зависимость эффективности преобразования от номера гармоники. 1 — теоретический предел для идеального нелинейного резистора, 2 — из работы [67].

Для того чтобы изучить эффект градиента электрического поля, создаваемого концом штыря в разрядной камере, и вычислить эффективность преобразования на гармониках, необходимо проанализировать движение

электронов в поле штыря. К сожалению, точная конфигурация поля и распределение плотности электронов в эксперименте [21, 67] неизвестны. Некоторое общее представление о происходящих процессах автор [21, 67] получил, значительно упростив задачу, рассмотрев упорядоченное радиальное движение электронов в цилиндрической системе с радиальным электрическим полем, имеющих вращательную симметрию. Предполагая конфигурацию поля известной и используя простое распределение электронов, автор [21, 67] получил информацию о свойствах плазмы, связанных с сильной неоднородностью поля. Он допустил, что имеется некоторое количество невзаимодействующих электронов, занимающих тонкий слой, средний радиус которого соответствует радиусу потенциальной ямы, формируемой внешними силами, связанными со статическим зарядом стенки. Потенциальная яма образуется в точке, где неоднородное ВЧ-поле уравнивается электростатическими силами. В случае цилиндрической геометрии сила, действующая на электрон со стороны внешнего поля, изменяется по закону $1/r^3$, в то время как электростатическая сила, обусловленная зарядом стенки, изменяется по закону $1/r$.

Несмотря на то, что электроны в ВЧ-разряде имеют очень большие тепловые скорости, в работах [21, 67] не учитывалась возможность модуляции электронной плотности, так как значение имеет лишь упорядоченное радиальное движение. В работах [21, 67] предполагается также, что вероятность столкновений электронов не зависит от скорости упорядоченного движения, что довольно близко соответствует реальной ситуации, поскольку скорость беспорядочного движения значительно превосходит скорость упорядоченного. Общее число столкновений ν электронов с нейтральными частицами и положительными ионами является параметром, не зависящим от скорости, так что модуляцией частоты столкновений, рассматриваемой в работах [45, 71], можно пренебречь.

Так как в этом анализе не учитываются нелинейные эффекты, связанные с ионизацией (например, с модуляцией плотности), а также с влиянием положительных ионов — за исключением их возможного вклада в

постоянное электрическое поле, то нелинейные явления связываются лишь с движением тонкого цилиндрического слоя электронов в неоднородном радиальном поле.

Рассмотрим радиальное поле вида

$$E_1(r, t) = \frac{r_0}{r} E_1(r_0) \cos \omega t, \quad (62)$$

где $E_1(r_0) \cos \omega t$ — мгновенное значение напряженности электрического поля в точке с координатой r_0 . Поле считается синфазным, и поэтому не учитывается фазовая зависимость от радиуса и вдоль оси. Допуская, что электрическое поле гармоника имеет такую же зависимость от радиуса (т. е. $1/r$), получим для суммарного электрического поля, действующего на электрон в точке r в момент времени t :

$$E(r, t) = \frac{r_0}{r} \left\{ E_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (\alpha_m \cos m\omega t + \beta_m \sin m\omega t) \right\}, \quad (63)$$

где α_m и β_m — характеристики поля m -й гармоники при условии $\alpha_1 = E_1$ и $\beta_1 = 0$, а E_0 — статическое поле в точке r_0 .

Упорядоченное движение некоторого усредненного электрона описывается уравнением

$$m(\ddot{r} + v\dot{r}) = eE(r, t). \quad (64)$$

При отсутствии радиального дрейфа электронов общее решение для координаты r электрона может быть записано в виде ряда Фурье:

$$r = r_0 \left\{ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} (A_i \cos i\omega t + B_i \sin i\omega t) \right\}, \quad (65)$$

где A_i и B_i — нормированные коэффициенты. Подставляя (63) и (65) в (64), можно по заданным коэффициентам α_m и β_m найти коэффициенты Фурье A_i и B_i .

Для мгновенного значения мощности, поглощаемой электроном, можно записать

$$p_{\text{мгн}} = eE(r, t)\dot{r}, \quad (66)$$

где $\dot{r}$ — упорядоченная скорость электрона. Это уравнение может быть разделено на уравнение, дающее поглощенную мощность от статического электрического поля,

и уравнение, определяющее поглощенную мощность от поля каждой гармоники, т. е.

$$p_{0 \text{ мги}} = e \frac{r_0}{r} E_0 \dot{r}, \quad (67)$$

$$p_{m \text{ мги}} = e \frac{r_0}{r} (\alpha_m \cos m\omega t + \beta_m \sin m\omega t). \quad (68)$$

Среднее значение p_0 равно нулю, а усредненное во времени значение p_m дает мощность на m -й гармонике, поглощенную или отданную электроном, находящимся в точке r_0 :

$$p_{m \text{ средн}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_{m \text{ мги}} m\omega t dt. \quad (69)$$

Для заданного поля величина $p_{m \text{ средн}}$ может быть вычислена путем численного интегрирования, после чего можно определить численное значение эффективности преобразования.

Для определения оптимальной эффективности преобразования при заданном факторе поглощения $k=v/\omega$ и значении входного поля E_1 необходимо выбрать коэффициенты гармоник α_m и β_m (при $m>1$) таким образом, чтобы преобразование энергии на желаемую гармонику имело максимум при условии, что возбуждение производится только на входной частоте. Условия для оптимизации эффективности преобразования на определенную гармонику были получены при использовании вычислительной машины, задачей программы которой являлось определение поля гармоники, дающего наибольшую эффективность преобразования.

Программа оптимизации была составлена для нормированного поля $X_1=eE_1/mr_0\omega^2$, изменяющегося в пределах от 0,025 до 0,4, и затухания $k=v/\omega$ в пределах от 0,03 до 1,0. Параметр X_1 представляет собой нормированную амплитуду электрона в однородном поле. На рис. 48 показана эффективность преобразования, когда отношение X_1/k входного поля используется как параметр. Из рисунка видно, что высокая эффективность требует большого пути, проходимого электроном, и малого фактора затухания, что соответствует сильным электрическим полям и малым давлениям газа. Кроме

того, из рисунка видно, что все кривые практически идентичны. Таким образом, при отсутствии потерь в СВЧ-тракте все гармоники вплоть до четвертой должны иметь одинаковые эффективности преобразования при условии, что при оптимальном преобразовании на

данную гармонику мощность не расходуется на генерацию остальных.

Таким образом, результаты вычислений показывают, что для получения высокой эффективности преобразования (при использовании неоднородного поля) очень важно иметь малый фактор затухания. Экспериментально было найдено, что уменьшение давления паров ртути до $4 \cdot 10^{-5}$ тор дает оптимальный результат, связанный с малой электронной плотностью, а, следовательно, с сильным электрическим полем при данной входной мощности. Нижний предел давления достигается, когда ν/ω становится столь малым, что ВЧ-энергия плохо используется

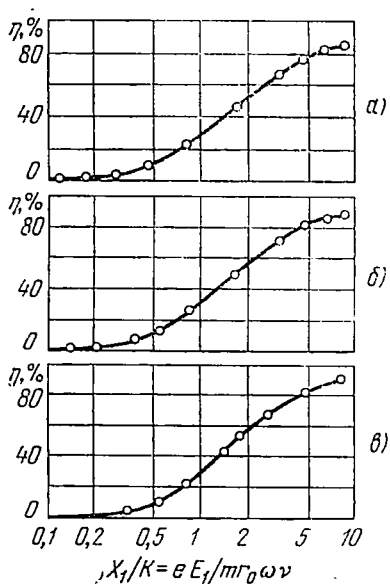


Рис. 48. Зависимость эффективности преобразования от параметра X_1/k . а) вторая гармоника, б) третья гармоника, в) четвертая гармоника.

на нагревание электронов и поддержание разряда. Следовательно, при использовании ВЧ-разряда необходимо достижение компромисса между желанием иметь малое отношение ν/ω для получения высокой эффективности преобразования и необходимостью значительного отношения ν/ω для поддержания разряда. Если бы электроны получали энергию от постороннего источника, то этого компромисса можно было бы избежать.

В дополнение к сказанному выше авторы работ [20, 70] отмечают, что реактивные нелинейные механизмы возбуждения гармоник обусловлены неоднородностью

электрического поля в разряде и вариацией плотности заряда. В случае неоднородного поля электроны не находятся под действием чисто гармонической во времени силы, и следовательно, их движение является несинусоидальным. Если, кроме того, электрическое поле имеет вихревой характер, то возникает высокочастотное магнитное поле $\mathbf{B}$, связанное с ним. Взаимодействие этого магнитного поля с движущимся электроном приводит к возникновению силы $[\mathbf{vB}]$, ответственной за возникновение второй гармоники.

Рассматривая систему при нулевом постоянном внешнем магнитном поле и записывая уравнение движения для электрона в пренебрежении столкновений будем иметь

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m} (\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]). \quad (70)$$

Если $\mathbf{E}$ изменяется с частотой ω , то слагаемые $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}$ и $[\mathbf{vB}]$ обеспечивают появление второй гармоники высокочастотной скорости. Другой тип нелинейности получается при рассмотрении уравнения сохранения заряда, если плотность плазмы неоднородна в пространстве. Общий генерируемый ток второй гармоники, связанный с обоими эффектами, имеет вид

$$I_2 = -\frac{e^3}{2m\omega^3} \left[\mathbf{E} (\nabla n \mathbf{E}) + \frac{n}{4} \nabla E^2 \right] \sin 2\omega t. \quad (71)$$

Учет столкновений и внешнего магнитного поля усложняют выражение для тока гармоники; однако столкновениями нельзя пренебрегать, так как они приводят к значительным потерям энергии в системе. При низкой эффективности преобразования входная мощность почти целиком поглощается плазмой вследствие активных потерь на столкновения.

Для исследования влияния циклотронного резонанса был произведен анализ, учитывающий наличие магнитного поля, перпендикулярного напряженности высокочастотного электрического. Было найдено, что при циклотронном резонансе на основной частоте возникают значительные токи основной частоты и гармоники, если электрическое поле поддерживается постоянным. Это

приводит к резонансу мощности гармоник и, следовательно, к резонансу входной мощности. С другой стороны, при постоянной входной мощности мощность гармоник не обнаруживает резонанса.

Генератор гармоник, изображенный на рис. 45, использовался не только для исследования мощности гармоник, но и для наблюдения параметрических колебаний в высокочастотном разряде сферической формы. Разряд в парах ртути формировался в сферическом сосуде из тугоплавкого стекла, помещенном в масляную ванну для контроля температуры, а, следовательно,

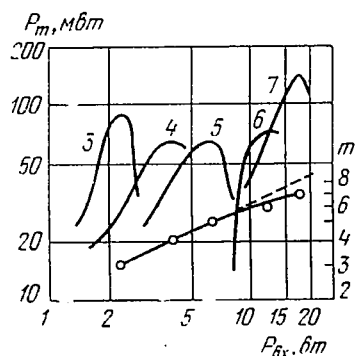


Рис. 49. Зависимость мощности гармоник от входной мощности на частоте 750 МГц.

и давления паров ртути. Была проведена серия экспериментов, при которых мощность на частоте 750 МГц подводилась по коаксиальной линии к петле связи (10 на рис. 45) и далее к плазме в сферическом сосуде. Гармоники частоты 750 МГц изучались на выходе основного волновода и волновода гармоник. Зависимости мощностей гармоник от подводимой мощности показаны на рис. 49. Поскольку плотность плазмы зависит от входной мощности, то резонансоподобное поведение мощности гармоник в зависимости от входной мощности наводит на мысль о наличии дипольного резонанса плазмы. Резонансный характер может быть объяснен поведением однородной диэлектрической сферы, помещенной в однородное постоянное электрическое поле E_0 . Однородное электрическое поле E_i , устанавливающееся внутри сферы, равно

$$E_i = \frac{3E_0}{2+\epsilon}, \quad (72)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость. Так как для плазмы

$$\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2.$$

то резонанс ($E_i \rightarrow \infty$) имеет место при

$$2 + \varepsilon = 2 + 1 - \omega_p^2 / \omega^2 = 0,$$

откуда

$$\omega_p^2 / \omega^2 = 3. \quad (73)$$

Измерения показали, что для оптимальных значений выходной мощности третьей, четвертой, пятой (и, приблизительно, шестой и седьмой) гармоник выходная мощность P_m пропорциональна m^2 (m — номер гармоники), что удовлетворительно согласуется с соотношением (73), если плотность плазмы в сферическом объеме пропорциональна входной мощности. Это обстоятельство было проверено на второй гармонике, для которой грубые зондовые измерения подтвердили, что при максимальном выходе второй гармоники плазменная частота удовлетворяет соотношению (73).

Поскольку сферический объем плазмы обладает резонансом, можно ожидать генерацию параметрических колебаний при использовании удвоенной частоты на входе. При работе на частоте 2,85 ГГц и плазменном резонансе на частоте 1,425 ГГц наблюдались мощные параметрические колебания, при которых обнаруживалось резонансное поведение выходной мощности в зависимости от входной, как это показано на рис. 50.

Высокая эффективность преобразования (см. таблицу 8), полученная в сферическом разряде, связана с поглощением мощности плазмой. Природа разряда была, однако, такой, что требовалась для обеспечения стабильности разряда рассогласования тракта, при котором утечка плазмы приводит к увеличению мощности, поглощаемой плазмой. При высокой

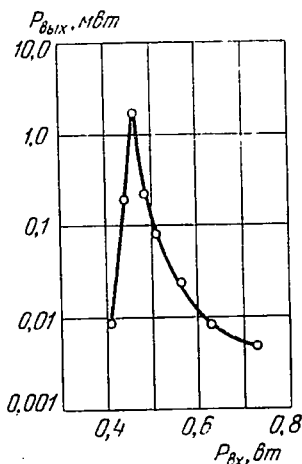


Рис. 50. Параметрические колебания в плазме. Входная мощность на частоте 2,85 ГГц, выходная — на частоте 1,425 ГГц.

отраженной мощности эффективность преобразования второй гармоники значительно ниже 25%. Экспериментально было найдено, что настройка может быть значительно улучшена при использовании второго ВЧ-поля, вводимого через низкочастотный вход (петля связи на рис. 45). Небольшая низкочастотная мощность использовалась не только для улучшения стабильности разряда, но также была достаточной для его поддержания. Однако для данной системы работа была возможна лишь в ограниченном диапазоне входной мощности. Увеличение низкочастотной мощности свыше 200 мвт приводило к уменьшению эффективности преобразования.

Как уже говорилось выше, автор работы [67] отмечает, что гармоники в умножителе (рис. 45) с неоднородным полем создаются за счет негармонического движения электронов плазмы в неоднородном СВЧ-поле, создаваемым заостренным штырем. Можно, однако, показать [72], что если даже движение зарядов в неоднородном поле происходит по гармоническому закону, то наведенный ток содержит высшие гармонические составляющие, величина которых зависит от градиента поля и его производных.

Пусть движение заряда происходит по закону

$$R = r_0 + r(t), \quad (74)$$

где $r(t)$ — малые ангармонические осцилляции, а r_0 — медленно меняющаяся функция времени, причем $\dot{r}_0 \ll \dot{r}$. Записывая выражение для наведенного тока i_n воспользуемся теоремой Шокли — Рамо:

$$i_n = e \dot{r} E(R).$$

Подставляя в это выражение (74), получим

$$i_n = e \dot{r} E(r_0 + r). \quad (75)$$

Разлагая (75) в ряд по степеням r , будем иметь

$$i_n = e \dot{r} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n E}{\partial R^n} r^n. \quad (76)$$

Представляя осциллирующую функцию $r(t)$ в виде

ряда Фурье, можно записать

$$r(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega t + \varphi_k). \quad (77)$$

Подставляя (77) в (76), получим окончательное выражение для наведенного тока в цепи возбуждающего электрода:

$$i_n = e \sum_{k=1}^{\infty} -a_k k\omega \sin(k\omega t + \varphi_k) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{n!} \frac{\partial^n E}{\partial R^n} \times \right. \\ \left. \times \left[\sum_{q=1}^{\infty} a_q \cos(q\omega t + \varphi_q) \right]^n \right\}, \quad (78)$$

из которого видно, что даже гармоническое движение ($k=q=1$) заряда в неоднородном поле вызывает появление высших гармонических составляющих наведенного тока, зависящих от градиента $\partial E/\partial R$ поля и его производных.

Для исследования описанного нелинейного механизма был собран умножитель [72], подобный изображенному на рис. 45, при входной частоте 2,37 ГГц и мощности 40 вт. В таблице 9 приведены значения эффективности преобразования для третьей и четвертой гармоник при работе с аргоном, давление которого выбиралось близким к предельному в том смысле, что при дальнейшем понижении давления (равного приблизительно $5 \cdot 10^{-2}$ тор) разряд становился неустойчивым.

Таблица 9

m	1	3	4
$\eta_m, \%$	—	3,8	2,7

В процессе экспериментов с умножителем была отмечена сильная зависимость эффективности преобразования от угла заточки острия. При очень тупом острие выходная мощность была минимальной и росла с уменьшением угла до некоторого предела, после которого снова начинала уменьшаться. Это обстоятельство, особенно ярко выраженное для третьей гармоники, по-видимому, можно объяснить уменьшением плотности линий электрического поля над острием и, следовательно,

ухудшением условий для поддержания разряда в сферической камере.

Эффективность преобразования плазменных умножителей при повышении входной частоты, как это уже отмечалось в главе I, резко уменьшается. Так, например, в умножителе со сферической разрядной камерой (диаметр сферы 5—7,5 мм при толщине стенки около 0,4 мм) на входной частоте 9,5 Гц эффективность преобразования для второй гармоники составила 1% (—20 дБ) [73]. Работа производилась с аргоном и неонном при давлении от 0,5 до 20 тор и входной мощности 5—10 вт. Авторы отмечают, что при давлении, меньшем 0,8 тор, разряд не поджигался, а при увеличении входной мощности резко сокращался срок службы разрядной камеры из-за короны, образующейся на конце штыря и прожигающей стенку камеры.

На это обстоятельство указывают также авторы работы [27], проводившие измерения в трехсантиметровом диапазоне длин волн (9,375 Гц). Авторы отмечают, что при небольшой толщине стенок разрядной камеры значительно возрастает эффективность преобразования, но существенно падает надежность работы умножителя из-за разрушения стенки возникающим в воздухе над острием коронным разрядом.

В работе [27] производилось исследование зависимости выходной мощности на второй, третьей и четвертой гармониках от давления газа (аргона), наполняющего сферическую разрядную камеру. При каждом изменении давления производилась подстройка всех узлов волноводных трактов, так как изменение давления приводило к существенному изменению параметров плазмы. Как видно из рис. 51, а, каждой гармонике соответствует свое оптимальное давление, при котором выходная мощность достигает максимума, причем с повышением номера гармоники это оптимальное давление возрастает.

Максимальная мощность третьей гармоники оказывается больше мощности второй, что, по-видимому, может быть объяснено специфическими особенностями градиента высокочастотного поля вблизи острия, а также резонансными эффектами в плазме. На рис. 51, б показана зависимость выходной мощности второй гар-

моники от входной при различных давлениях аргона. Из рисунка видно, что при давлениях, близких к оптимальному, наблюдается эффект насыщения, в то время как для других давлений выходная мощность второй гармоники растет с увеличением входной, что особенно ярко проявляется при давлениях, меньших оптимального. Это явление можно объяснить, если предположить, что для получения максимальной мощности гармоники

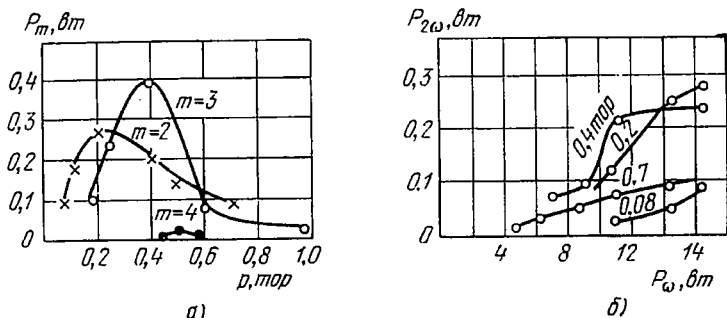


Рис. 51. Зависимость мощности гармоник от давления (а), зависимость мощности второй гармоники от входной мощности при различных давлениях (б).

требуется вполне определенная концентрация электронов в разряде (резонансная концентрация). При оптимальном давлении концентрация электронов достигает резонансного значения при входной мощности порядка 12—14 вт. При дальнейшем увеличении мощности нарастания концентрации электронов не происходит из-за самостабилизации [74] разряда. При давлениях, меньших оптимального, резонансная концентрация в плазме не достигалась даже при использовании всей мощности магнетрона, равной 16,7 вт, вследствие уменьшения эффективного сечения ионизации и увеличения диффузионных потерь электронов из разряда. При давлениях, превышающих оптимальное, кривая становится пологой из-за возрастания числа соударений электронов с молекулами газа, приводящих к уменьшению добротности плазмы как колебательной системы.

В таблице 10 приведены значения эффективности преобразования [27] при работе с аргоном ($5 \cdot 10^{-2}$ тор) на входной частоте 9,4 ГГц и входной мощности 15 вт.

В работе [27] производилась также оценка потерь в волноводном тракте, органах настройки, а также обусловленных электромагнитным и тепловым излучением разрядной камеры и возбуждающего штыря. Контроль-

Таблица 10

m	1	2	3	4
$\eta_m, \%$	—	1,9	2,7	0,1

ные измерения показали, что бесполезно расходуемая мощность достигает около 50% от всей подводимой, в связи с чем эффективность преобразования для всех гармоник может быть оцене-

на несколько большими значениями (на 2—3 дб) по сравнению с приведенными в таблицах.

Высокую стабильность и надежность работы показал умножитель, схематический разрез которого изображен на рис. 52. В отличие от умножителя, показанного на рис. 45, связь между волноводами в умножителе рис. 52 осуществлялась штырем 5, представляющим собой трубку из ковара с внутренним диаметром 1 мм. Нижний конец трубки впаян в сферическую разрядную камеру 6 с внутренним диаметром 5 мм, изготовленную из молибденового стекла. Верхний конец трубки соединен с латунным сильфоном 10, для предотвращения сжатия которого при откачке воздуха используется накидная гайка 9, позволяющая перемещать трубку с разрядной камерой при настройке системы. Для предотвращения излучения энергии штырем применяется латунный стакан с подстроечным поршнем 7, используемым также для охлаждения разрядной камеры сжатым воздухом, подаваемым через небольшое отверстие в центре поршня. Как и в умножителе, изображенном на рис. 45, для согласования штыря с генератором в умножителе рис. 52 служит коаксиальный поршень 8 и оконечный волноводный поршень (не показанный на рис. 52), а согласование сопротивления излучения штыря с волноводом гармоники 2 достигается волноводным поршнем 4.

Описанная система при работе с аргоном и криптоном в трехсантиметровом диапазоне (9,1 Гц) обеспечивала эффективность преобразования на третьей и четвертой гармониках — 17,5 и — 33,7 дб при выходной мощности 10 и 3 мвт соответственно. Исследования, проведенные на умножителе, показали, что эффектив-

ность преобразования максимальна у газов, имеющих сравнительно низкий потенциал ионизации (аргон 15,7 в, ксенон 12,1 в) и малый коэффициент прилипания электронов к нейтральным частицам (аргон при давлении ~ 1 тор). При использовании в качестве рабочего газа гелия или неона (потенциал ионизации 24,5 и 21,5 в соответственно) оптимальное давление повышается до 8—10 тор, а эффективность падает до —40—50 дб. Это обстоятельство связано, по-видимому, с высоким потенциалом ионизации у гелия и неона, для поддержания разряда в которых требуется повышать давление. Увеличение же числа соударений, в свою очередь, приводит к уменьшению направленной высокочастотной скорости вдоль линий поля и, следовательно, к уменьшению наведенного тока. При понижении давления мощность гармоник убывает вследствие уменьшения числа электронов, участвующих в создании тока гармоник. Как уже отмечалось, умножитель показал высокую стабильность работы, обеспечивающую за несколько часов непрерывной работы изменение мощности на выходе не более 0,1%.

Рассмотренные в настоящем параграфе плазменные умножители сантиметрового диапазона можно отнести к множителям точечного или сосредоточенного типа, в которых взаимодействие высокочастотного поля с плазмой

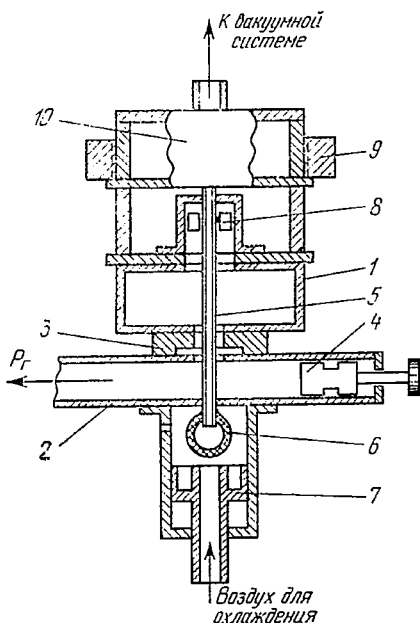


Рис. 52. Схематический разрез умножителя. 1 — входной волновод, 2 — волновод гармоник, 3 — коаксиальный дроссель гармоник, 4 — поршень, 5 — возбуждающий штырь, 6 — сферическая разрядная камера, 7 — поршень, 8 — коаксиальный поршень, 9 — накидная гайка, 10 — сильфон.

осуществляется в весьма малой области по сравнению с длиной волны входного генератора. Следствием этого являются высокие удельные мощности и напряженности полей. Так, например, в умножителе [13], изображенном на рис. 40, в объеме порядка 10^{-5} см^3 сосредотачивается мощность, равная нескольким ваттам. Это обстоятельство приводит к сравнительно быстрому разрушению электродов, даже изготовленных из тугоплавких материалов (вольфрам), но не обеспечивает высокой эффективности преобразования, как это видно из сравнения умножителей, представленных на рис. 40 и рис. 42.

Аналогично обстоит дело и в случае умножителей с сферической разрядной камерой, возбуждаемой заостренным штырем. Недостатком этих умножителей, хотя и обеспечивающих сравнительно высокую эффективность преобразования, является невозможность (особенно на частотах, превышающих 10 Гц) подведения к штырю значительной мощности (из-за разрушения разрядной камеры возникающим на острие коронным разрядом). В этой связи в работах [29, 36, 37] были сделаны некоторые шаги, позволяющие разгрузить ответственные узлы умножителя от перегрузок. Так, например, в умножителях, представленных на рис. 19 и рис. 25, входная мощность равномерно распределяется вдоль коаксиальной разрядной камеры, каждый элемент которой вносит свой вклад в генерируемую мощность гармоники, а также в рассеивание входной мощности, поступающей от генератора.

Для более детального исследования умножителей распределенного типа была собрана умножительная секция, схематически изображенная на рис. 53. Энергия от магнетрона ($f=2,38 \text{ Гц}$, $\lambda=12,6 \text{ см}$) по коаксиальному кабелю через развязку, коаксиальную измерительную линию, трансформатор импедансов, режекторный фильтр гармоники (дрессель) и телескопический соединитель 1 подается на разрядную камеру 2, установленную в умножительной секции. Разрядная камера, изготовленная из молибденового стекла, представляет собой колбу диаметром 10 мм с впаянной вдоль оси тонкостенной стеклянной трубкой с внутренним диаметром $1,5 \text{ мм}$, в которую вставляется центральный про-

проводник коаксиала диаметром 1,2 мм. В наружном проводнике умножительной секции проделана узкая щель, в пределах которой перемещается штырь 4, возбуждающий волновод гармоники 5.

При работе умножителя коаксиальный поршень 3 и телескопический соединитель 1 устанавливаются таким

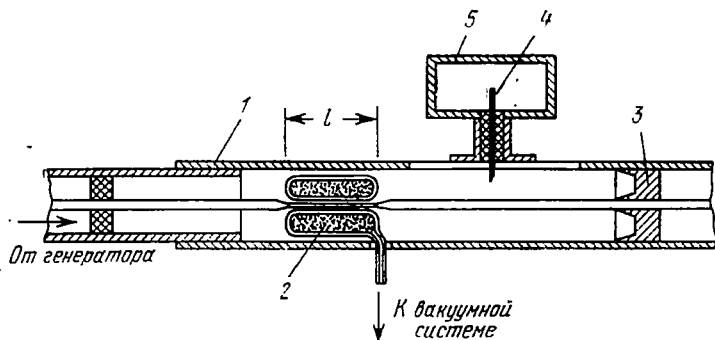


Рис. 53. Схематический разрез умножительной секции. 1 — телескопический соединитель, 2 — разрядная камера, 3 — коаксиальный закорачивающий поршень, 4 — возбуждающий штырь, 5 — волновод гармоники.

образом, чтобы разрядная камера 2 оказалась в пучности напряженности поля E_1 стоячей волны входного генератора и пучности тока гармоники I_r , как это показано на рис. 54, а штырь 4 в пучности электрического поля гармоники.

Возникновение стоячей волны четвертой гармоники обусловлено присутствием закорачивающего поршня 3, установленного в конце линии, и дросселя, обеспечивающего короткое замыкание [75] коаксиальной линии на частоте четвертой гармоники. Такое расположение разрядной камеры и штыря связи обеспечивает оптимальное согласование в основном тракте и тракте гармоники, снабженном, так же как и в умножителе на рис. 46, оконечным поршнем, трансформатором импедансов, аттенуатором и измерителем мощности 11 .

В работе исследовалась выходная мощность на четвертой гармонике (9,52 ГГц, $\lambda_4 = 3,15$ см), для которой можно было использовать стандартные волноводные

деталл. Работа производилась с аргонем, дающим наибольшую выходную мощность и эффективность преобразования. Эксперименты с разрядными камерами различной длины показали сильную зависимость эффективности преобразования и выходной мощности от длины

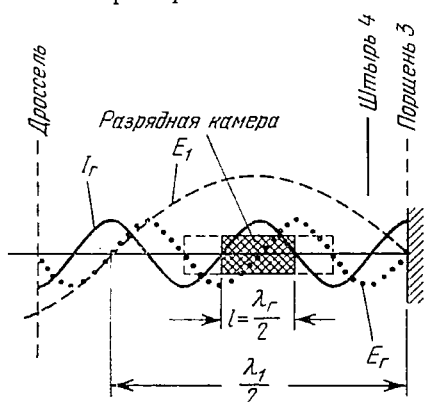


Рис. 54. Положение разрядной камеры в умножительной секции. E_1 — электрическое поле, создаваемое входным генератором, I_r — распределение тока четвертой гармоники, E_r — электрическое поле четвертой гармоники.

камере колеблются в благоприятной фазе с точки зрения их вклада в наведенный ток гармоники. При дальнейшем увеличении длины l появляются участки плазмы, где электроны колеблются в неблагоприятной фазе (пунктир на рис. 54), поглощая энергию поля гармоники, что и приводит к уменьшению выходной мощности гармоники.

Из рис. 56 показана зависимость выходной мощности четвертой гармоники от давления газа в разрядной камере для аргона и неона при постоянной входной мощности, равной 14 вт. Как видно из рисунка, характер зависимости для различных газов идентичен, а оптимальное давление одинаково для различных длин (на рисунке для $l=15$ мм и $l=13$ мм) разрядных камер при одном и том же диаметре, равном 10 мм. Постоянство оптимального давления при изменении длины разрядной камеры подтверждает справедливость принятого

камеры l . На рис. 55 представлена зависимость мощности четвертой гармоники от длины разрядной камеры при постоянной плотности входной мощности в ее объеме. Из рисунка видно, что при длине разрядной камеры $l=15$ мм, составляющей половину длины волны четвертой гармоники ($\lambda_4/2=15,7$ мм), выходная мощность достигает максимума. Этот максимум наблюдается благодаря тому, что все электроны плазмы в разрядной

нелинейного механизма, связанного с появлением негармонического тока при колебаниях зарядов в неоднородном поле коаксиала.

Величина гармоник наведенного тока определяется амплитудой колебаний электронов, которая, в свою очередь, зависит от давления и, следовательно, от частоты ν соударений электронов с ионами и нейтральными частицами. Появление оптимума по давлению связано с тем, что при высоком давлении ν велико, амплитуда колебаний электронов мала, а вместе с ней мал и ток гармонических составляющих. По мере уменьшения давления и соответственно ν амплитуда колебаний электронов увеличивается, а мощность гармоник растет. Оптимальное значение наведенного тока имеет место при $\omega \lesssim \nu$, т. е. при максимальном взаимодействии

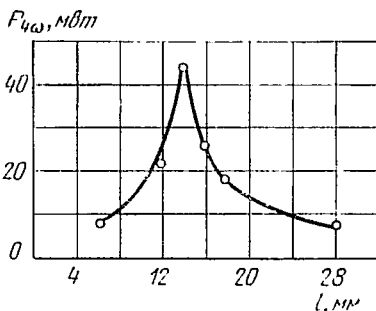


Рис. 55. Зависимость мощности четвертой гармоники от длины L разрядной камеры.

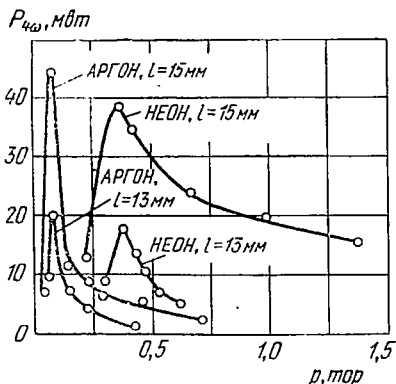


Рис. 56. Зависимость мощности четвертой гармоники от давления газа.

эффективности преобразования — 24,7 дБ и — 25 дБ соответственно.

электромагнитного поля с плазмой [46, 76]. При дальнейшем уменьшении давления частота соударений уменьшается настолько, что затрудняются процессы ионизации газа, концентрация электронов падает и наведенный ток резко уменьшается. Для аргона и неона максимумы выходной мощности наблюдаются при давлениях 0,1 и 0,36 торр, а максимальные значения эффективности преобразования составляют — 24,7 дБ и

На рис. 57 приведена зависимость выходной мощности четвертой гармоники от входной мощности, подводимой к умножителю, работающему при оптимальном давлении газа (аргон, неон) в разрядной камере длиной $l=15$ мм. Как видно из рисунка, при $P_{\omega} \leq 10$ —

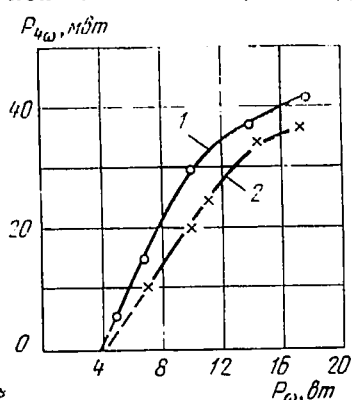


Рис. 57. Зависимость мощности четвертой гармоники от входной мощности при оптимальном давлении и длине разрядной камеры 15 мм. 1 — аргон, 2 — неон.

12 вт выходная мощность растет практически линейно, после чего начинается область насыщения, обусловленная, по-видимому, развитием газового разряда в более удаленных от оси разрядной камеры областях. Вклад этих областей в наведенный ток весьма мал из-за небольшой амплитуды колебания электронов и их удаленности от центрального проводника.

Точка пересечения кривых (рис. 57) с осью абсцисс (пунктир) дает значение мощности, расходуемой на начальную ионизацию

газа, т. е. на создание концентрации электронов, необходимой для работы умножителя. Для аргона и неона это начальное значение мощности составляет приблизительно 4 вт и зависит от потенциала ионизации газа, давления и геометрии разрядной камеры [77].

Выше (§ 3 гл. II) было получено выражение (16) для наведенного тока в цепи коаксиального конденсатора, заполненного плазмой и находящегося под действием гармонического напряжения частоты ω . Выписывая слагаемые с частотами ω и 4ω , можно получить выражения для тока i_1 первой гармоники (входной частоты ω) и тока i_4 четвертой гармоники:

$$i_1 = ac(\omega \cos \omega t - v \sin \omega t) \ln \frac{r_2}{r_1},$$

$$i_4 = \frac{ac^4}{6} \left(\frac{1}{r_1^6} - \frac{1}{r_2^6} \right) \left(\frac{3v^2\omega^2 - v^4}{8\omega^3} \sin 4\omega t - \frac{v}{8} \cos 4\omega t \right).$$

Подставляя значения a , c и принимая во внимание, что

$r_2 \gg r_1$, после преобразований будем иметь для амплитуд i_{1m} , i_{4m} ТОКОВ

$$i_{1m} = \frac{2\pi n e^2 l U_m}{m (\omega^2 + \nu^2)^{1/2} \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad i_{4m} = \frac{2\pi n e^2 l \nu (3\omega^2 - \nu^2) U_m^4}{48 r_1^6 m^4 \omega^3 (\omega^2 + \nu^2)^4 \left(\ln \frac{r_2}{r_1} \right)^5}. \quad (79)$$

Пользуясь этими выражениями, можно вычислить мощность P_1 , потребляемую плазмой на входной частоте, и выходную мощность P_4 четвертой гармоники.

Для мощности P_1 получим

$$P_1 = \frac{1}{2} i_{1m} U_m,$$

а для P_4 на основании соотношения (46)

$$P_4 = \frac{1}{2} i_{4m}^2 R_4,$$

где R_4 — сопротивление излучения для четвертой гармоники. Используя формулу (54), будем иметь

$$R_4 = Z_0 \lambda_4^2 / 2ab,$$

где a и b — поперечные размеры волновода гармоники, а Z_0 — его волновое сопротивление. Пользуясь этими соотношениями и полагая величину входного напряжения U_m , концентрацию электронов n , частоту столкновений ν , частоту входного напряжения ω , длину разрядной камеры l и радиус центрального проводника r_1 равными: $U_m = 100$ в, $n = 10^{11}$ см⁻³, $\nu = 10^8$ сек⁻¹, $\omega = 2,5 \cdot 10^9$ рад/сек, $l = 1,5$ см, $r_1 = 6 \cdot 10^{-2}$ см, получим для $P_1 = 10$ вт и $P_4 = 60$ мвт. Эффективность преобразования при этих условиях оказывается равной $\eta_4 = 10 \lg P_4/P_1 = -22,3$ дб, т. е. по порядку величины совпадает с полученной экспериментально и равной, как было указано выше, $-24,7$ дб.

Приведенный ориентировочный расчет ни в коей мере не претендует на точность, однако указывает на возможность получения хотя бы приближенных оценок мощностей гармоник и частотных зависимостей эффективности преобразования для плазменных умножителей с разрядной камерой коаксиального типа. Так, напри-

мер, используя формулу (16) и считая $\omega \gg \nu$, можно получить частотную зависимость эффективности преобразования для второй гармоники в виде

$$\eta_2 \approx B'_2 \frac{U_m^2}{r_1^4 \omega^2}, \quad (80)$$

где B'_2 — постоянный коэффициент, r_1 — радиус центрального проводника коаксиального плазменного конденсатора (или радиус острия в умножителе со сферической разрядной камерой), U_m — амплитуда напряжения, приложенного к зажимам конденсатора.

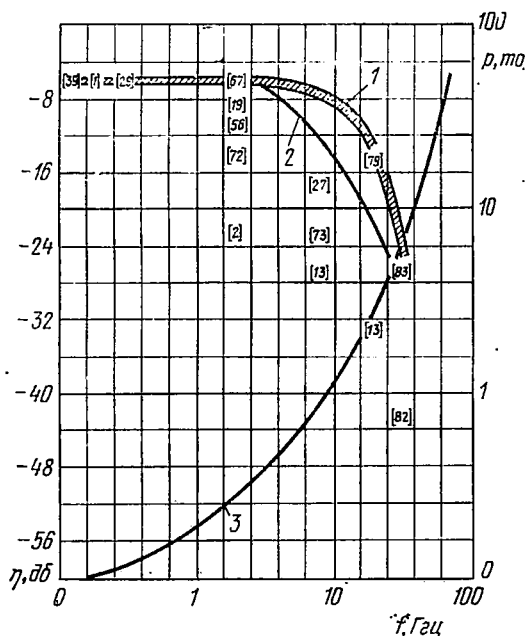


Рис. 58. Зависимость эффективности преобразования второй гармоники от входной частоты. 1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая кривая, 3 — оптимальное давление.

Из соотношения (80) видно, что η_2 очень сильно зависит от радиуса центрального проводника, возрастая с его уменьшением. Полагая, что для различных описанных выше умножителей r_1 и U_m остаются оптималь-

ными и неизменными, получим для частотной зависимости эффективности преобразования второй гармоники

$$\eta_2 \approx B_2 / f^2, \quad (81)$$

где

$$B_2 = B'_2 U_m^2 / 4\pi^2 r_1^4.$$

На рис. 58 изображена зависимость эффективности преобразования для второй гармоники от входной частоты (кривая 1), построенная на основании экспериментальных данных, ссылки на авторов которых даны цифрами в квадратных скобках. Эта зависимость, построенная по лучшим значениям, полученным в работах [1, 29, 39, 67, 79, 83], резко падает, начиная с частоты 3 ГГц, достигая значения —28 дБ при входной частоте 55 ГГц [83].

Привязывая зависимость $\eta_2 = B_2 \cdot f^{-2}$ к точке кривой 1 с координатами (—6 дБ, 3 ГГц), можно, определив коэффициент B_2 , по формуле (81) построить теоретическую кривую (кривая 2) для эффективности преобразования второй гармоники. Как видно из рис. 58, обе эти кривые качественно совпадают, свидетельствуя о том, что представление о гармониках наведенного тока в цепи коаксиального плазменного конденсатора, по-видимому, качественно правильно отражает физическую картину при работе в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

§ 5. Умножители миллиметрового диапазона

Плазменные умножители миллиметрового диапазона принципиально не отличаются от рассмотренных выше умножителей сантиметрового диапазона длин волн. Отличия скорее носят конструктивный характер и связаны с уменьшением размеров применяемых волноводов. Основные исследования выполнены в диапазонах 8—9 мм (35 ГГц) и 5—6 мм (55 ГГц), для которых имеется разработанная измерительная аппаратура и достаточно мощные генераторы.

В миллиметровом диапазоне применяются различные типы разрядных камер, изображенные на рис. 4, за исключением сферической камеры с внешним электродом. Эксперименты [73, 78] с такой камерой показали

принципиальную невозможность работы с ней на частотах, превышающих 10 Гц при сколько-нибудь значительной мощности из-за пробоя колбы. Эта проблема возникала и в умножителе на частоте 3 Гц , однако особенно резко она проявляется в случае тонкостенных сосудов в миллиметровом диапазоне.

Одним из характерных исследований умножителей миллиметрового диапазона является исследование, проведенное в работе [19, 79], в которой измерялась эффективность преобразования при использовании разрядной камеры типа «кольцо — диск» (рис. 4, з). В схеме установки (рис. 5) был использован клистронный генератор мощностью 15 вт , работавший на частоте 34 Гц , и другие стандартные элементы волноводного тракта. Клистрон поддерживал газовый разряд между двумя электродами, расположенными перпендикулярно широким стенкам входного волновода умножительной секции, изображенной на рис. 59.

Мощность гармоники частоты 68 Гц , возникшей в разрядном промежутке, проходила через сужающуюся

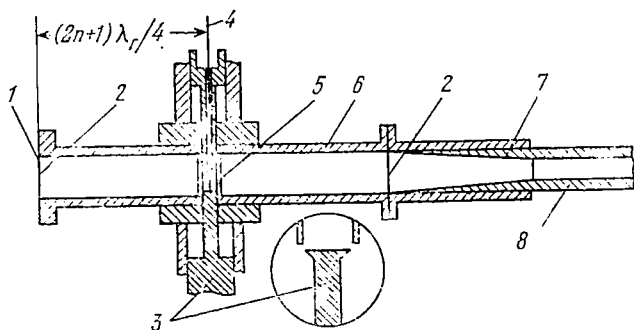


Рис. 59. Схематический разрез умножительной секции. 1 — резонансная диафрагма, 2 — слюдяное вакуумное окно, 3 — подвижный электрод, 4 — поджигающий электрод, 5 — стеклянный цилиндр, 6 — входной волновод (34 Гц), 7 — коническая секция, 8 — волновод гармоники (68 Гц).

(коническую) волноводную секцию в волновод гармоники. Для предотвращения проникновения мощности гармоники в генератор использовалась резонансная диафрагма [80], установленная в основном волноводе на расстоянии, равном нечетному числу четвертей длин

волн гармоник от оси разрядного промежутка. При таком положении диафрагмы она отражала мощность гармоник и направляла ее по волноводу в коническую секцию, положение которой определялось экспериментально по максимуму выходной мощности гармоник.

Электроды разрядной камеры типа «кольцо — диск» были изготовлены из алюминия, которые по сравнению с латунными проще в изготовлении, меньше распыляются, незначительно засоряя стеклянный цилиндр, окружающий электроды. Этот стеклянный цилиндр с внутренним диаметром, равным 1 мм, служил для предотвращения растекания разряда и связанного с этим уменьшения эффективности преобразования. Верхний неподвижный электрод типа «кольцо» имел диаметр 0,34 мм, а нижний подвижный электрод типа «диск» — 0,23 мм. Оба электрода были герметизированы, а откачка воздуха и заполнение волновода газом производились через маленькое отверстие в стенке волновода.

Поджигание разряда осуществлялось при помощи тонкой проволоки, пропускаемой через верхний электрод до соприкосновения ее с нижним. После отведения поджигающего электрода разряд немедленно загорался, а использованное вакуумное уплотнение позволяло поджигать разряд даже при низких давлениях, соответствующих оптимальной генерации гармоник.

Изготовление маленьких электродов, имеющих в диаметре три-две десятые доли миллиметра, представляет большие трудности, и поэтому их форма не могла быть точно воспроизведена. Вопрос о разрушении электродов под действием тепла и ионной бомбардировки еще неполностью исследован. Опыт показал, что с некоторыми электродами, изготовленными из алюминия, удавалось работать в течение 10 часов. Полное разрушение алюминиевых электродов происходило случайно, например при экстремальных мощностях или резких перепадах давления. На рис. 60 показаны характерные микрофотографии дискового электрода до и после работы в умножителе. Из рис. 60, б видно, что обычно происходило округление острых углов электрода.

В результате работы с умножителем было найдено, что из двух исследованных газов (аргона и воздуха) лучшие результаты дает воздух. При повышении давле-

ния в десять раз выше оптимального, равного 2 тор, мощность второй гармоники резко падала (приблизительно на 14 дБ), а при таком же понижении давления уменьшалась на 37 дБ, что связано с уменьшением концентрации электронов, участвующих в создании высокочастотного тока гармоники.

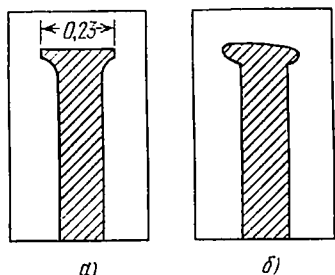


Рис. 60. Микрофотографии «дискового» электрода из алюминия. а) до работы, б) после работы в течение нескольких часов при выходной мощности 220 мвт.

ность движения электронов в неоднородном электрическом поле. Так как этот нелинейный механизм реактивен по своей природе, то при отсутствии потерь он должен давать 100%-ную эффективность преобразования. Как следует из сказанного выше, простая конструкция умножительной секции, изображенной на рис. 59, дает более высокую эффективность, чем многие другие умножители на значительно более низких частотах. По-видимому, это объясняется тем, что на высоких частотах основную роль играют потери в тракте, а не предельная эффективность самого плазменного элемента. Сравнение результатов эксперимента на 34 Гц с результатами, полученными, например, в умножителе 3 Гц [67], показывают, что эффективность преобразования уменьшается на 8 дБ (~6,4 раза) при увеличении частоты в 10 раз (от 3 до 34 Гц).

В работе [19, 79] полностью не выяснена роль стеклянного цилиндра, окружающего электроды, поскольку оптимальная генерация гармоники имела место при небольшом расстоянии между электродами, равном 1 мм, причем при глубоком погружении дискового электрода

Лучшие результаты, полученные в работе [19, 79] с алюминиевыми электродами типа «кольцо — диск» при оптимальном давлении 2 тор, входной мощности 15 вт и частоте 34 Гц, приведены в таблице 11.

Автор [19] предполагает, что основным нелинейным механизмом генерации гармоник является негармонич-

Таблица 11

m	1	2
$\eta_m, \%$	—	3

в полый кольцевой эффективность уменьшалась незначительно. Авторы отмечают, что серьезным недостатком исследованного генератора гармоник является низкая эффективность преобразования на третьей и более высоких гармониках.

В подробно рассмотренной работе [13] по исследованию умножителя, изображенного на рис. 40, были получены данные (таблица 6) для трехсантиметрового умножителя. В этой же работе был исследован умножитель входной частоты 35 Гц ($\lambda=8,6$ мм) с такой же конструкцией умножительной секции, но с несколько меньшим диаметром электродов разрядной камеры. Данные о результатах эксперимента с умножителем частоты 35 Гц при входной мощности 25 вт приведены в таблице 12, где помимо величин выходной мощности и эффективности преобразования приводятся значения E_0/E , A_m^2 и другие, физический смысл которых был пояснен в комментариях к таблице 6.

Как видно из таблицы 12, эффективность преобразования в этом эксперименте на 15 дБ ниже, чем в работе [19] с электродами типа «кольцо — диск». Это обстоятельство объясняется, по-видимому, различием в геометрии электродов, потерями в волноводном тракте,

Таблица 12

m	$\frac{E_0}{E}$	A_m^2	Эксперим. значение мощности, вт	$\eta_m, \%$
2	0,75	$7,8 \cdot 10^{-3}$	15,5	$6,2 \cdot 10^{-2}$
3	0	$0,57 \cdot 10^{-3}$	1,14	$4,5 \cdot 10^{-3}$
4	0,4	$16,00 \cdot 10^{-6}$	$32 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$

$$N_R/N_T=0,21; R_1/Z_0=0,25; \text{ для всех гармоник } R_m/Z_0=0,25.$$

а также применяемыми элементами настройки. В этой связи представляет интерес работа [81] с несимметричными электродами типа «острие — плоскость» (рис. 4, б) в разрядной камере, заполняемой различными газами (воздух, Ar, He, Kr, Xe, H₂, N₂, CO₂).

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 5, где для возбуждения и поддержания

газового разряда используется клистрон мощностью 6 вт (35 Гц). Конструкция разрядной камеры (рис. 61, а), устанавливаемой в соответствующем волноводе, аналогична используемой в работах [19, 79] с тем отличием, что разряд возникает между концом подвижного вольфрамового стержня диаметром 1 мм и участком противоположной внутренней стенки волновода. В этом участке стенки имеется небольшое углубление или устанавливается электрод другого типа (например, плоская

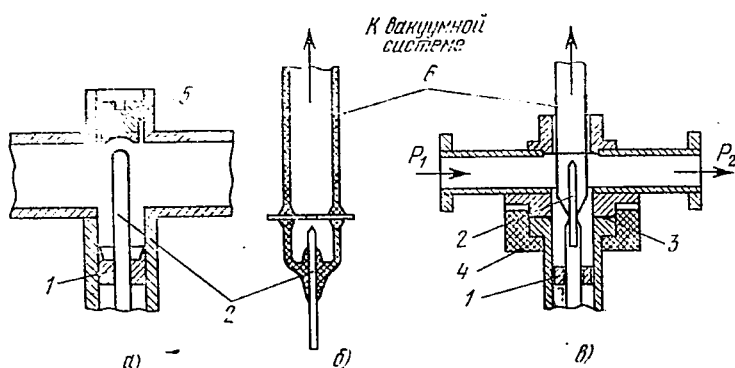


Рис 61. Конструкции разрядных камер. 1 — коаксиальный поршень, 2 — разрядный стержень, 3 — изоляция, 4 — тефлоновая гайка, 5 — сменный электрод, 6 — стеклянная трубка.

пластинка). В более ранней работе этих же авторов использовалась разрядная камера, изображенная на рис. 61, б, устанавливаемая в умножительной секции, как это показано на рис. 61, в. Сам вольфрамовый стержень, в свою очередь, является центральным проводником коаксиальной линии с короткозамыкающим поршнем, используемым для настройки (рис. 61, а и в).

Для облегчения поджига разряда к электродам подводилось переменное напряжение частотой 50 гц. После возникновения разряда генерация второй и третьей гармоники обнаруживалась в процессе регулировки короткозамыкающего поршня, величины зазора между электродами и других органов настройки. Существенное влияние на мощность гармоники имел постоянный ток сме-

щения порядка 10—12 *ма*, протекающий в цепи электродов через разрядный промежуток и создаваемый специальным источником питания. В работе было обнаружено также, что выходная мощность гармоники зависит от давления газа, величины разрядного промежутка и формы острия, причем при симметричной конфигурации электродов выходная мощность гармоники ничтожна. На рис. 62 показаны некоторые результаты исследования мощности второй гармоники в зависимости от

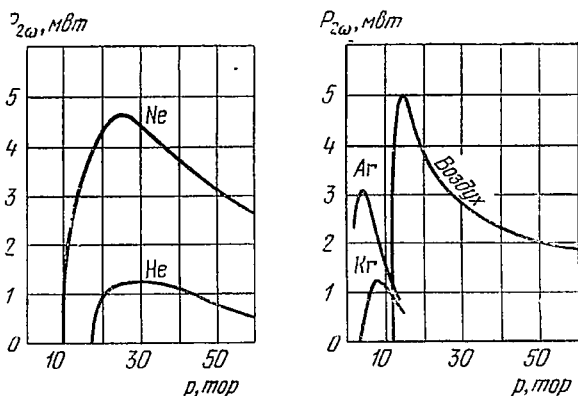


Рис. 62. Зависимость мощности второй гармоники от давления различных газов.

давления для четырех инертных газов и воздуха. Такие эксперименты с различными газами и их смесями интересны с точки зрения обнаружения наиболее эффективных газов для генерации гармоник. Водород и аргон исследовались в связи с тем, что у первого отсутствует эффект Рамзауэра, а у второго он сильно выражен [57] и может оказывать, по мнению авторов работы [2], существенное влияние на генерацию гармоник.

В результате проведенных исследований было установлено, что максимальное значение выходной мощности, равное 5 *мвт* при эффективности преобразования около —30 *дб*, имело место при работе с воздухом при давлении около 20 *тор* и величине зазора 0,1 *мм* между электродами, изображенными на рис. 61, *а*. При исследовании различных газов оказалось, что эффект

Рамзауэра не имеет значительного влияния на мощность гармоник. Азот и кислород не уступают воздуху в смысле мощности гармоник, а при работе с CO_2 мощность гармоники снижается приблизительно в десять раз. Было обнаружено также, что в инертных газах разряд горит нестабильно, а третья гармоника генерируется плохо.

Значительно более низкая эффективность преобразования при входной частоте 46 Гц ($\lambda = 6,5 \text{ мм}$) получена в работе [82] с симметричными электродами типа «острие — острие», установленными в разрядной камере, изображенной на рис. 63. Расстояние от слюдяного

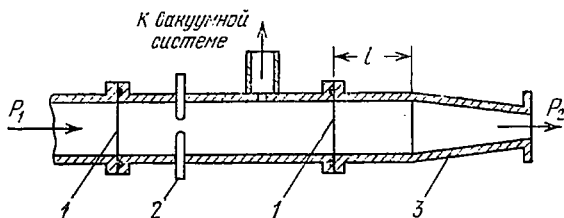


Рис. 63. Схематический разрез разрядной камеры. 1 — вакуумное слюдяное окно, 2 — разрядный стержень, 3 — коническая волноводная секция.

окна до разрядных стержней выбиралось таким образом, чтобы в месте вакуумного уплотнения находился узел напряжения, благодаря чему устранялся пробой слюдяного окна. Настройка умножителя на максимальную мощность второй гармоники производилась изменением длины l прямоугольной части конической переходной секции, для чего было изготовлено несколько конических переходов с различными длинами l . Для обеспечения надежного электрического контакта между волноводами и стержнями последние тщательно припаивались к волноводу.

Была отмечена критичность формы острия разрядного стержня, причем лучшие результаты получались в тех случаях, когда форма концов была близка к полусфере, радиус закругления которой равен радиусу самого стержня, равного $0,25 \text{ мм}$.

В процессе работы умножителя разрядные стержни, изготовленные из медной проволоки, быстро окисля-

лись, так как в качестве рабочего газа использовался воздух. Для устранения окисления применялись платиновые стержни, распыление которых во время работы загрязняло слюдяные вакуумные окна. При работе с оптимальным разрядным промежутком, равным 0,06 мм, максимум мощности второй гармоники достигался при давлении, приблизительно равном атмосферному (~ 700 тор), а максимальное значение эффективности преобразования составляло приблизительно —45 дб.

Анализируя результаты исследований плазменных умножителей частоты, автор работы [82] приходит к выводу, что эффективность преобразования плазменных умножителей (для второй гармоники) должна следовать закону E^2/f^4 , где f — входная частота, а E — напряженность поля, создаваемая входным генератором. Следуя этому закону, эффективность преобразования при повышении частоты до 55 Гц должна уменьшиться более чем в два раза по сравнению с ее значением, полученным автором и равным —45 дб. Это дает для эффективности преобразования приблизительно —48 дб, в то время как в работе [83] эффективность преобразования при входной частоте 55 Гц составляла —27 дб, т. е. более чем в сто раз превышала предсказанную в работе [82].

В упомянутой работе [83] производилось исследование второй и третьей гармоник входной частоты 55 Гц. В качестве генератора использовался клистрон непрерывного действия с мощностью около 6 вт. Одна из используемых разрядных камер показана на рис. 61, а, в которой разряд возникал между острием вольфрамового стержня диаметром около 1 мм и небольшим участком внутренней стенки волновода. В этом месте стенки имелось небольшое отверстие, в которое вставлялись электроды 5 различной формы. Зазор между электродами изменялся при помощи микрометрического винта (не показанного на рисунке). Сам вольфрамовый стержень являлся внутренним проводником коаксиально-волноводного перехода, служащего для настройки, осуществляемой коаксиальным поршнем 1. Для облегчения поджига разряда к электродам подводилось переменное напряжение частотой 50 Гц, отключаемое после возникновения разряда. Возможность подачи перемен-

ного напряжения, а также подведение постоянного тока к зазору обеспечивались тем, что один из электродов (на рис. 61, в нижний) был изолирован по постоянному току от волновода при помощи слюдяной прокладки 3 и тефлоновой гайки 4.

После поджига разряда вторая гармоника обычно обнаруживалась в результате регулировки трансформатора импеданса, величины зазора и коаксиально-волноводного перехода. Максимум второй гармоники наблюдался при значительной величине ($0,1\text{—}2\text{ ма}$) постоянного тока смещения, протекающего через разряд. Третья гармоника появлялась после того, как устанавливался достаточно высокий уровень второй. Для выделения гармоники использовалась коническая волноводная секция, согласующая стандартный пятимиллиметровый волновод с волноводом гармоники. Измерение мощности гармоник производилось калиброванным по мощности кристаллическим детектором.

Экспериментальное исследование умножителя показало, что максимальное значение мощности второй гармоники достигается при несимметричной конфигурации электродов, причем оптимальное давление при генерации второй гармоники понижается с увеличением асимметрии электродов. Мощность гармоник и значения постоянного тока смещения возрастают при уменьшении давления, достигают максимума и быстро уменьшаются при дальнейшем уменьшении давления. Оптимальное давление для второй и третьей гармоник составляет $20\text{—}40\text{ тор}$ и $30\text{—}60\text{ тор}$ соответственно и является более высоким по сравнению с оптимальным давлением, равным 20 тор при входной частоте 34 Гц .

Диаметр электрода оказывает существенное влияние на величину мощности гармоник, причем оптимальный диаметр для второй и третьей гармоник оказался равным 1 мм и $0,3\text{ мм}$ соответственно (рис. 64). В таблице 13 приведены значения эффективности преобразования второй и третьей гармоник входной частоты 55 Гц при входной мощности 6 вт , а также форма и размеры электродов, используемых в оптимальных экспериментах [83].

Авторы [83] считают, что выходная мощность гармоник и эффективность преобразования могут быть уве-

личены при использовании еще не найденной более рациональной системы электродов и элементов настройки. По их мнению, описанный плазменный умножитель

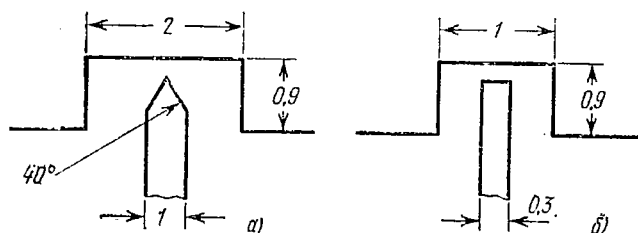


Рис. 64. Оптимальная форма электродов при генерировании второй (а) и третьей (б) гармоник. Величина зазора между электродами 0,1—0,15 мм

может быть с успехом использован в качестве мало-мощного источника в диапазоне длин волн 2—3 мм, особенно если учесть его низкую стоимость и простоту по сравнению с генераторными лампами этого диапазона.

В более поздней работе [84] тех же авторов исследуется четвертая гармоника входной частоты 55 Гц при помощи аппаратуры, сходной с описанной в работе [83]. Входная мощность порядка 10 вт генерируется клистроном непрерывного действия и подводится к умножительной

Таблица 13

m	1	2	3
λ_m , мм	5,5	2,75	1,8
η_m , %	—	0,19	0,017
Форма электродов	—	Рис. 64, а	Рис. 64, б

через волноводную измерительную линию. Умножительная секция типа изображенной на рис. 61, а смонтирована в волноводе соответствующего сечения ($\lambda_1 = 5,6$ мм), соединенного с волноводом четвертой гармоник

($\lambda_4 = 1,41$ мм) при помощи переходной конической секции. Для увеличения чувствительности индикаторного прибора, регистрирующего выходную мощность, используется модуляция мощности клистроном с частотой 1 кГц и узкополосный усилитель.

На рис. 65, а показана зависимость мощности четвертой гармоник от давления газа (воздух) при геомет-

рин электродов, указанной в верхнем углу рисунка. Из кривой видно, что оптимальное давление лежит в пределах 70—80 тор, т. е. выше оптимального давления для третьей гармоники, лежащего в пределах 40—60 тор. На рис. 65, б показана зависимость мощности

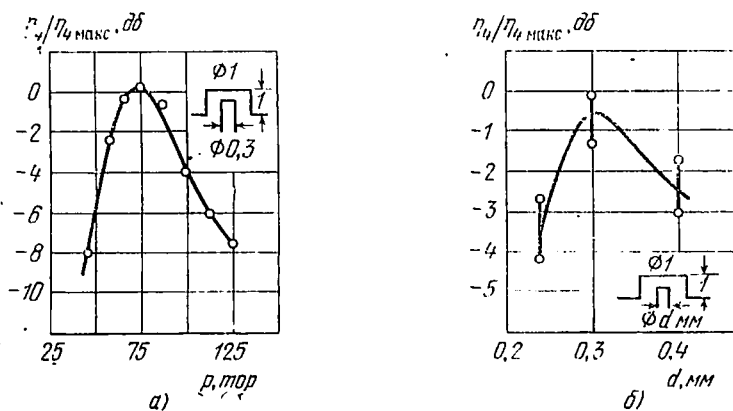


Рис. 65. Зависимость мощности четвертой гармоники от давления газа (а) и диаметра стержня (б). Зазор 0,11 мм, входная мощность 10 вт.

четвертой гармоники от диаметра d стержневого электрода. Имеется оптимальное значение диаметра (0,3 мм), при котором мощность четвертой гармоники максимальна. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования [85—88], мощность четвертой гармоники пропорциональна восьмой степени напряженности поля, создаваемой входным генератором, и квадрату электронной плотности. При очень маленьком диаметре стержня электрическое поле достигает значительной величины, в то время как из-за расширения плазмы электронная плотность уменьшается. При большом диаметре стержня напряженность поля уменьшается и выходная мощность падает, что качественно объясняет поведение выходной мощности в зависимости от диаметра стержня.

Длина волны четвертой гармоники измерялась при перемещении болометра, укрепленного на оконечном закорачивающем поршне волновода гармоники. Сигнал с выхода болометра усиливался узкополосным (1 кГц)

усилителем и подавался на самописец, который при перемещении микрометрического винта, управляющего поршнем, вычерчивал синусоидальную кривую. В результате обработки этой кривой было получено значение для длины волны ($\lambda_4 = 1,41$ мм).

Предварительные измерения мощности четвертой гармоники дали значение, равное 4 мквт (эффективность преобразования — 64 дб).

Значительно более короткие волны в миллиметровом диапазоне были исследованы в серии работ [89—94] одного и того же автора, который получал в дуговом разряде высокого давления высшие гармоники вплоть до двадцать девятой [89] при выходной частоте, превышающей 1000 Гц ($\lambda_r < 0,3$ мм).

Смысл этих исследований сводится к созданию стабильного дугового разряда микроскопических размеров с плазмой высокой концентрации, приближающейся по своей проводимости к электропроводности металла. Для создания такой дуги автор использует тонкую вольфрамовую проволоку в качестве анода и ртуть в качестве катода, помещенные в атмосферу инертного газа при очень высоком давлении.

В одной из первых работ [90] исследуются шумы, создаваемые дугой, поджигаемой от источника постоянного тока при атмосферном давлении в воздухе. При соприкосновении конца вольфрамовой проволоки диаметром 0,3 мм (анод) с поверхностью ртути (катод) в последней из-за испарения ртути образуется маленькое углубление (полый катод), в котором горит микроскопическая дуга длиной около 10 мк. При токе 250—350 ма в дуге устанавливается огромная плотность тока (порядка 10^6 — 10^7 а/см²) и возникает плазма с очень высокой концентрацией.

Разность потенциалов на зажимах дуги составляет всего 6—7 в, причем на аноде помимо постоянной составляющей имеется значительная высокочастотная, обнаруживаемая при поднесении к дуге открытого конца восьмимиллиметрового волновода с чувствительным индикатором. Регистрируемая таким образом мощность на частоте 36 Гц оказалась равной 0,5 мквт, а при помещении дуги в коаксиальный резонатор она увеличилась в 100 раз, достигая значения 50 мквт. Такая

дуга, по мнению автора [91], может рассматриваться как неразрушающийся точечный выпрямитель с рядом еще неисследованных свойств, дающих возможность использовать ее для генерации гармоник сравнительно мощного входного сигнала.

На рис. 66 показаны основные детали такого генератора гармоник, состоящего из тонкой (диаметром 0,1—0,5 мм) вольфрамовой проволоки 1 и ртутного катода 5. Для возбуждения и поддержания дуги используется магнетрон непрерывного действия с выходной мощностью 100 вт, работающий на частоте 2,5 Гц. Гармоники собираются волноводом 4 с подстроечным плунжером 2, размещенным внутри разрядной трубки. Трубка заполняется аргоном под давлением не менее 1 атм, что дает возможность поддерживать высокую концентрацию в плазме дуги.

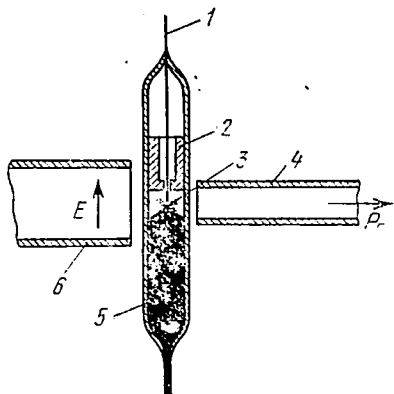


Рис. 66. Дуговой генератор гармоник. 1 — анод (вольфрам 0,5 мм), 2 — подстроечный плунжер, 3 — дуга, 4 — волновод гармоник, 5 — ртутный катод, 6 — входной волновод.

При входной мощности порядка 5 вт при длине дуги около 0,1 мм выходная мощность четвертой гармоники (10 Гц) превышала 1 мвт, что соответствует эффективности преобразования — 33 дб. Кроме того, при помощи спектроанализатора был обнаружен заметный сигнал на частоте 30 Гц (двенадцатая гармоника). При работе генератора гармоник в цепи анод — катод протекал постоянный ток порядка 100—600 ма в зависимости от режима горения дуги и мощности входного сигнала. Автор отмечает, что для указанной частоты входного сигнала эффективность дугового генератора гармоник сравнима с нелинейными полупроводниковыми устройствами с тем преимуществом, что катод дугового генератора гармоник не может быть поврежден при перегрузках.

Дальнейшие эксперименты [92] проводились на входной частоте 35 Гц при использовании дуги между проволочным вольфрамовым анодом и ртутным катодом, расположенными в волноводе в плоскости напряженности электрического поля. Гармоники, генерируемые дугой, излучаются в маленький волновод, выходящий из большого без всяких мер согласования между дугой и волноводом гармоник. Все устройство помещается в аргон при давлении 20 атм. Высота разрядного промежутка изменяется путем наклона волновода и может быть сделана меньше 0,5 мм. Дуга питается от клистрона мощностью 1 вт, работающего в непрерывном режиме на частоте 35 Гц и постоянного напряжения 8 в (постоянный ток смещения 100 ма), что дает заметное увеличение мощности гармоник. В эксперименте была обнаружена шестая гармоника (1,43 мм), мощность которой оказалась равной 10^{-8} вт. Мощность четвертой гармоники (2,15 мм) была на 15 дб больше шестой и составляла $30 \cdot 10^{-8}$ вт.

В другом подобном эксперименте [93] на частоте 35 Гц в качестве катода использовалась не ртуть, а тонкая пластинка кальция. Использование других материалов для катода связано с поисками такого материала, у которого катодное пятно (активный участок автоэлектронной эмиссии) остается неподвижным. Для большинства опробованных материалов катодное пятно непрерывно перемещается, приводя к изменению длины дуги и колебаниям мощности гармоник. Лучшим из материалов оказался кальций, который, однако, также не свободен от указанного недостатка.

Дуга поджигается подключением постоянного напряжения к аноду, после чего перемещением катода добиваются его контакта с анодом. Затем катод отодвигается, так что образуется зазор порядка 0,1 мм. Гармоники, так же как и в предыдущей работе, излучаются в малый волновод, выходящий из стенки большого. При высоком давлении газа (аргон, 20 атм) разрушение катода сильно уменьшается и он отдает большую плотность тока, оставаясь «холодным». Постоянная составляющая тока смещения, текущего через дугу (0,25 ма), регулируется сопротивлением по максимуму выходной мощности гармоник. С кальциевым катодом была

обнаружена девятая гармоника (0,95 мм), причем максимальное значение мощности оказалось равным 1 мвт.

Более совершенная конструкция дугового генератора гармоник [94] показана на рис. 67. Так же как и в умножителях, изображенных на рис. 45 и рис. 52, генератор гармоник представляет собой волноводный крест, связанный общим штырем 1, возбуждаемым входным

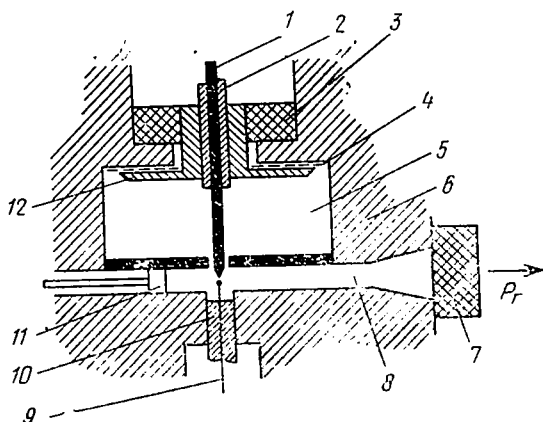


Рис. 67. Схематический разрез генератора гармоник. 1 — анод (вольфрам 0,5 мм), 2 — плунжер, 3 — изолятор, 4 — слюдяная шайба, 5 — входной волновод, 6 — латунный блок, 7 — кварцевое окно, 8 — волновод гармоник, 9 — катод (латунная проволока 0,1 мм), 10 — плунжер, 11 — поршень, 12 — флянец.

волноводом 5 на частоте 35 Гц. Гармоники, возникающие в плазме дугового разряда, создаваемого между анодом 1 и катодом 9, излучаются в волновод гармоник 8 и далее через кварцевое окно 7 в измеритель мощности. В качестве катода используется платиновая проволока 9, установленная таким образом, что ее кончик плавится под действием дуги. При достаточно высоком давлении газа в приборе положение катодного пятна на чистой расплавленной платине очень устойчиво. Настройка на ту или иную гармонику производится короткозамыкающим поршнем 11, расположенным в волноводе гармоник, и двумя подстроечными плунжерами 2 и 10. Анод, изготовленный из вольфрамовой проволоки 1, изолирован по постоянному току от катода посредством слюдяной шайбы 4, что дает возмож-

ность пропускать через дугу постоянный ток смещения, поддерживаемый на уровне 450 *ма*. Генератор гармоник изготовлен из латуни и представляет собой монолитный блок, заполненный аргоном при давлении 400 *атм*. Такое высокое давление обеспечивает стабильную работу катода и снижает шунтирующее действие плазмы за счет уменьшения ее объема.

Таблица 14

<i>m</i>	6	9	11	14	16	18
λ_m , мм	1,43	0,95	0,78	0,61	0,54	0,48
P_m , мквт	30	2	0,5	0,05	0,01	0,002
$-\eta_m$, дб	52	64	70	80	87	94

В таблице 14 приведены экспериментальные данные [94], полученные при работе с описанным дуговым генератором гармоник при входной частоте 35 Гц и входной мощности 5 *вт*, а в таблице 15 — результаты работ [89, 91—93] с ртутным и кальциевым катодами при давлении 20 *атм* с тем же входным генератором.

Как видно из таблиц 14 и 15, получаемые из дугового генератора мощности гармоник миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов весьма малы. Однако для некоторых измерительных целей, в том числе для радиоспектроскопических исследований, большие мощности не требуются. С другой же стороны, генератор гармоник обладает рядом преимуществ, связанных с возможностью перестройки в широком диапазоне частот, стабильностью и устойчивостью к перегрузкам. В работе [95] описаны дуговой генератор гармоник субмиллиметрового диапазона и его применение для исследования формы линии вращательного перехода в N_2O на волне 0,85 мм.

Таблица 15

<i>m</i>	4	6	9
λ_m , мм	2,15	1,43	0,95
P_m , мквт	$30 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$

Построенный в этой работе дуговой генератор повторяет конструкцию, изображенную на рис. 67. Дуговой разряд между двумя платиновыми проволоками поджи-

гается постоянным током, поддерживаемым на уровне около 200 *ма*. Анод 1, имеющий диаметр 0,5 *мм*, пересекает волновод 5 диапазона 35 *Гц* и через отверстие связи диаметром 0,76 *мм* проходит в волновод гармоник 8, расположенный перпендикулярно входному. Возникающие в дуге гармоники входной частоты излучаются непосредственно в волновод гармоник, диаметр которого в одних опытах равнялся 3,5, а в других 1,7 *мм*. Для оптимальной настройки умножителя положения обоих электродов (1 и 9) и коаксиальных плунжеров 2 и 10, изготовленных из молибдена, регулируются по максимуму выходной мощности гармоники.

Описанный разрядник состоит из разборных элементов, устанавливается в блоке, изготовленном из алюминиевого сплава, и заполняется аргоном под давлением 600 *атм*. Оси регулировочных устройств каждого из электродов и других элементов настройки проходят через стенки алюминиевого блока и уплотняются тефлоновыми прокладками, зажатыми резьбовыми втулками. Входной и выходной волноводы при выходе из блока заканчиваются уплотнительными окнами из кристаллического кварца, заключенными в конические обоймы.

Перед поджигом разряда на катод и анод подают постоянное напряжение и включают клистронный генератор. После этого катод приводят в соприкосновение с анодом, а затем электроды разводят, в результате чего между ними остается гореть дуга длиной около 0,2 *мм*. При оптимальном согласовании входного волновода с дугой падение напряжения на зажимах дуги должно составлять несколько вольт при условии, что в дугу попадает достаточно ВЧ-мощности.

В процессе настройки аппаратуры были проведены исследования формы дуги, для чего ее изображение при помощи объектива микроскопа проектировалось на экран. В дуге наблюдается яркий столб диаметром 40 *мк* и длиной 80—100 *мк*. Начинаясь на аноде, этот столб вблизи катода резко сужается и образует на катоде очень яркое пятно диаметром 2—8 *мк*. Когда разрядный ток превышает 200 *ма*, концы электродов начинают оплаиваться. На экране при этом видны конвекционные токи, под действием которых поверхности электродов в процессе разряда непрерывно обновляются,

что очень важно, так как происходит стабилизация катодного пятна. В отсутствие плавления катодное пятно хаотически движется по концевой поверхности катода, вызывая флюктуации мощности гармоник. При длительном нахождении электродов под постоянным напряжением происходит постепенный перенос платины с катода на анод. Во избежание этого переноса постоянное напряжение на электродах после поджига и непродолжительного горения дуги заменялось прямоугольным знакопеременным напряжением частоты 5 кГц с длительностью фронтов менее 0,3 мксек. В этих условиях дуга устойчиво горела по нескольку часов.

При горении дуги на постоянном напряжении при неизменной величине тока наблюдается линейная зависимость между длиной дуги и падением напряжения на ней. Судя по наклону вольтамперной характеристики, сопротивление центрального столба составляет около 1 ком. При нулевой длине дуги эта кривая проходит на уровне 15 в, что, вероятно, обусловлено катодным падением на пятне. Автор предполагает, что вблизи катода, на сужающемся участке центрального столба, образуется пространственный заряд положительных ионов. Под действием этого пространственного заряда на поверхности катода возникает сильное электрическое поле, приводящее к автоэмиссии электронов, обеспечивающих проводимость промежутка. Если ионное облако отстоит от катода на расстоянии средней длины свободного пробега электрона (которая при выбранном высоком давлении составляет около $3 \cdot 10^{-6}$ см), то катодное падение 10—15 в соответствует напряженности на катоде 10^7 — 10^8 в/см. При таких напряженностях автоэлектронная эмиссия (термоэлектронная эмиссия здесь играет второстепенную роль) будет достаточной для обеспечения тока проводимости и поддержания облака положительных ионов с концентрацией электронов и ионов в нейтральном главном столбе порядка 10^{19} см⁻³.

Исследования показали, что возможности дугового генератора гармоник ограничиваются паразитными емкостями в дуге, которые замыкают токи гармоник, препятствуя их излучению в волновод. Особенно велика в этом отношении роль емкости катодного пятна и емкости между основанием плазменного столба и катодом.

Именно по этой причине приходится повышать давление газа, так как высокое давление препятствует расползанию плазменного столба. Указанные паразитные емкости равняются соответственно 0,04 и 0,01 *пф*. В сочетании с сопротивлением плазменного столба (около 15 *ом*) и прямым сопротивлением катодного пятна (около 5 *ом*) эти емкости образуют цепь, заметные потери мощности гармоник в которой должны проявиться только при длинах волн значительно короче миллиметра.

§ 6. Импульсные умножители

Исследованию плазменных умножителей частоты, работающих в импульсном режиме, посвящено сравнительно небольшое число работ. Это, по-видимому, связано с тем, что выходная мощность импульсных умножителей, а, следовательно, и эффективность преобразования оказались значительно меньшими выходной мощности и эффективности преобразования умножителей, работающих в непрерывном режиме. Исследования импульсных умножителей проводилось в уже упоминавшихся работах [22, 23], в которых разрядная камера типа «острие — плоскость» облучалась микросекундными радиоимпульсами высокой мощности.

Целью этих работ являлось исследование возможности использования газового разряда для получения миллиметровых волн. Для возбуждения разряда была выбрана довольно низкая частота (2,84 *Гц*), так что гармоники попадали в диапазон, обеспеченный измерительной аппаратурой. Разрядная камера заполнялась инертными газами, в которых не образуются отрицательные ионы. При работе с инертными газами потери электронов в разряде обуславливались лишь их диффузией на стенки камеры и столкновениями с положительными ионами. В силу этого при применении инертных газов соударения не приводят к потерям электронов и, следовательно, высокочастотный ток при данной мощности может быть больше, нежели в воздухе. Степень ионизации в исследуемом разряде составляла около 1%, а средний пробег около 0,1% от размеров используемой трубки.

Блок-схема импульсного умножителя частоты изображена на рис. 68. В качестве генератора использовался импульсный магнетрон, работавший на волне 10,58 см (2,84 Гц) с частотой следования импульсов 50 гц при продолжительности импульса

около 2 мксек. Генератор гармоник представлял собой волноводный крест, образованный широкими стенками волноводов, как это показано на рис. 69. Разрядная трубка наполнялась неонем при давлении 5—40 тор и устанавливалась так, чтобы зазор между острием и плоскостью находился в волноводе гармоник.

Входная мощность подводилась к острию посредством штыря, проходящего через отверстие в стенке волновода $\varnothing 12,5$ мм в большой волновод (75×37,5 мм), заканчивающийся короткозамыкающим поршнем в коаксиально-волноводном переходе. Для выделения нужной гармоники использовались различные конические волноводные секции, отсекающие более длинноволновые гармоники.

В таблице 16 приведены полученные в работах [22, 23] значения эффективности преобразования для нескольких высших гармоник входной частоты 2,84 Гц при входной мощности в импульсе 77 квт. На рис. 70, а

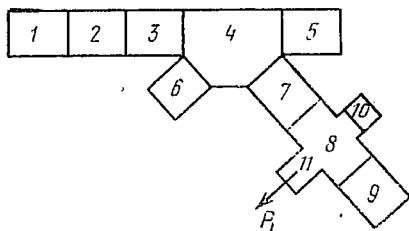


Рис. 68. Блок-схема умножителя. 1 — импульсный магнетрон, 2 — фазовращатель, 3 — ферритовая развязка, 4 — направленный ответвитель, 5 — водяная нагрузка, 6 — нагрузка, 7 — аттенюатор, 8 — генератор гармоник, 9, 10 — закорачивающие поршни, 11 — выход гармоники.

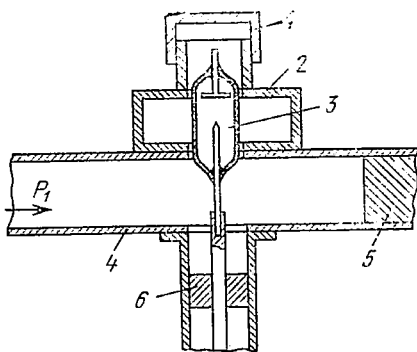


Рис. 69. Схематический разрез генератора гармоник. 1 — колпачок разрядной камеры, 2 — волновод гармоник, 3 — разрядная трубка, 4 — входной волновод, 5 — волноводный поршень, 6 — коаксиальный поршень.

В таблице 16 приведены полученные в работах [22, 23] значения эффективности преобразования для нескольких высших гармоник входной частоты 2,84 Гц при входной мощности в импульсе 77 квт. На рис. 70, а

показана зависимость выходной мощности третьей гармоники от входной мощности при оптимальном давлении 11,9 тор. Как видно из рисунка, максимальное значение выходной мощности (в импульсе) составляет

Таблица 16

m	3	8	12	18
$-\eta_m, \text{дб}$	35	50	63	85

21 вт, при входной 77 кВт, что соответствует эффективности преобразования — 35 дб. При увеличении мощности на входе до 80 кВт и выше имеет место эффект насыщения,

при котором мощность гармоники практически не возрастает. При исследовании зависимости эффективности преобразования от давления газа было установлено, что потери преобразования растут с повышением давления. При оптимальном давлении для каждой гармоники эффективность преобразования снижается с повышением номера гармоники приблизительно на 3 дб после первоначального падения, равного 35 дб на третьей гармонике, как это видно из рис. 70, б.

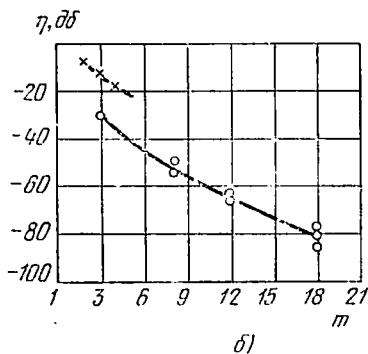
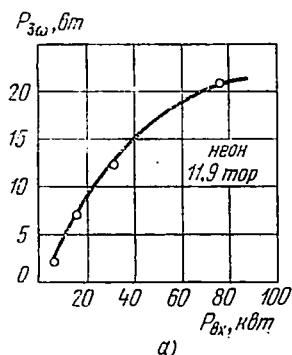


Рис. 70. Зависимость мощности третьей гармоники от входной мощности (а), зависимость эффективности преобразования от номера гармоники (б).

На этом же рисунке приведены данные (кривая с крестиками), полученные в работе [67] (см. таблицу 8), для первых трех гармоник (второй, третьей и четвертой) входной частоты 3 Гц при работе в непрерывном режиме. Из сравнения этих кривых видно, что эффективность преобразования в непрерывном режиме

приблизительно в 100 раз (на 20 дб) больше эффективности преобразования умножителя, работающего в импульсном режиме (кривая с кружочками) при длительности импульсов порядка 1—2 мксек.

Аналогичные результаты в десятисантиметровом диапазоне получены в работе [51], где на второй, третьей и четвертой гармониках измеренные эффективности преобразования оказались равными —15, —35 и 50 дб соответственно. В этом эксперименте разрядная камера представляла собой кварцевый прямоугольный сосуд длиной 25 мм, плотно вставляемый в волновод десятисантиметрового диапазона и помещенный в постоянное магнитное поле. Напряженность магнитного поля соответствовала режиму циклотронного резонанса на входной частоте или частоте второй гармоники. В обоих случаях эффективность преобразования достигает максимума при приближении магнитного поля к значению, соответствующему режиму циклотронного резонанса.

При исследовании зависимости выходной мощности второй гармоники от входной мощности был обнаружен эффект насыщения при входной мощности, превышающей 25 вт. Авторы работы [51] отмечают, что этот эффект связан с самоэкранировкой плазмы при некотором значении концентрации электронов.

Исследование генерации гармоник в импульсном режиме производилось также и на более высоких частотах. В работе [96] изучались процессы генерации гармоник вплоть до седьмой при возбуждении газового разряда в капсуле, заполненной исследуемым газом и помещенной в волновод. Накачка осуществлялась от магнетрона, работающего на частоте 35 Гц, импульсами длительностью 0,5 мксек при импульсной мощности около 6 квт. Гармоники наблюдались в H_2 , He, N_2 , Ne, Ag и Xe при давлении от 1 до 10 тор. Эффективность преобразования второй гармоники была порядка —40 дб, т. е. более низкой, чем в предыдущих работах.

В работе [97] производилось исследование генерации гармоник входной частоты 35 Гц разрядными камерами различных типов. Экспериментальная установка состояла из магнетрона, генерирующего колебания мощностью около 10 квт с длиной волны 8,6 мм при продолжительности импульса 1—2 мксек, развязки, генератора

гармоник и конической секции, состоящей из волновода, сужающегося до размера, являющегося запредельным для входной частоты. За конической секцией размещались секции, являющиеся запредельными для различных гармоник, а также attenuator миллиметрового диапазона и детектор, служащий индикатором выходной мощности.

Авторы отмечают, что, по-видимому, причиной низкой эффективности преобразования на высоких частотах являются потери в держателях разрядных камер. Были исследованы три типа разрядных камер, изображенных на рис. 4. Камера типа б представляет собой смоделированный вариант разрядной камеры, используемой на более низких частотах, камера типа ж была исследована с целью создания простых по конструкции малогабаритных камер с незначительным количеством стекла в области разряда и, наконец, камера типа з была изготовлена из кварца для работы с внешним электродом, вставляемым внутрь конуса. Разрядные камеры типов б и ж были изготовлены из боросиликатного стекла с впаянными острогачеными вольфрамовыми электродами.

В процессе исследований выяснилось, что разрядная камера типа з генерирует гармоники с несколько меньшей эффективностью, чем разрядные камеры типов б и ж, в силу чего все основные измерения были проделаны с одноэлектродной разрядной камерой типа ж, заполненной неоном при давлении около 10 тор. В таблице 17 приведены значения эффективности преобразования

Таблица 17

<i>m</i>	2	4	5	6
P_m , мвт	500	1	1	0,1
$-\eta_m$, дб	43	70	70	80

и выходной мощности для нескольких гармоник входной частоты 35 Гц при длительности импульса 1 мксек и его мощности 10 квт [97]. Как видно из таблицы 17, эффективность преобразования, полученная в работе [97], составляет всего —43 дб

для второй гармоники, несмотря на принятые меры по уменьшению потерь в самом умножителе.

Таким образом, при работе в импульсном режиме при длительности импульсов 1—2 мксек эффективность преобразования плазменных умножителей оказывается

значительно меньшей (на 20—30 дб) по сравнению с эффективностью преобразования умножителей, работающих в непрерывном режиме. Следует отметить, однако, что резкое уменьшение эффективности наблюдается только на первых гармониках, в то время как эффективность преобразования более высоких гармоник (с ростом m) уменьшается значительно меньше. На это обстоятельство обращает внимание также и автор работы [71], описывая эксперимент в трехсантиметровом диапазоне. В этом эксперименте при мощности в импульсе 20 кВт выходная мощность, начиная с восьмой гармоники, не падала вообще, оставаясь на уровне 25 мвт. В результате этого эксперимента было установлено, что для всех исследованных газов максимальная выходная мощность наблюдалась при таких давлениях, при которых частота столкновений была равна частоте входного генератора. Поскольку условие равенства частоты столкновений частоте поля является условием максимума рассеиваемой в плазме энергии и минимума пробойных полей, то очевидно, что при этом концентрация плазмы была максимальной. Следует также иметь в виду, что концентрация тем больше, чем меньше потенциал ионизации газа.

Наличие оптимального давления следует из простых рассуждений [98], основанных на соотношениях, полученных в работе [11]. Мощность m -й гармоники можно представить в виде

$$P_m \sim \left[\frac{\nu}{\nu^2 + (m\omega)^2} \right]^2, \quad (82)$$

где ν — частота столкновений, m — номер гармоники. Поскольку частота столкновений ν пропорциональна давлению газа p , то можно записать

$$\nu = \sigma p,$$

где σ — константа. Подставляя это соотношение в (82), будем иметь

$$P_m \sim \left[\frac{\sigma p}{(\sigma p)^2 + (m\omega)^2} \right]^2.$$

Оптимум мощности гармоники имеет место при условии

$$\sigma p_{\text{опт}} = m\omega,$$

откуда для оптимального давления имеем

$$p_{\text{опт}} = \frac{m}{\sigma} \omega. \quad (83)$$

Из выражения (83) видно, что оптимальное давление, зависящее от рода газа (коэффициент σ), повышается с возрастанием входной частоты и номера гармоники в соответствии с кривой 3 на рис. 58, построенной по экспериментальным данным.

Медленное уменьшение мощности гармоник с номером дает основание предположить, что нелинейный механизм преобразования гармоник носит в основном реактивный характер. Анализ [71] показывает, что условием генерации является зависимость от расстояния электрического поля либо средней плотности плазмы. Изменения этих величин для эффективной генерации гармоник должны происходить на очень маленьком расстоянии, сравнимом с амплитудой колебаний зарядов.

Эксперименты показывают, что для сохранения высокой эффективности преобразования плазменных умножителей в импульсном режиме продолжительность импульсов должна быть больше некоторого определенного значения (для того, чтобы в плазме успевало устанавливаться равновесное распределение). В § 7 главы III подробно рассмотрены причины резкого снижения эффективности преобразования плазменных умножителей, работающих в импульсном режиме при длительности импульсов порядка 1—2 мксек.

§ 7. Спектральный состав выходного сигнала умножителя

Напряжение на выходе плазменного умножителя частоты может быть записано в виде

$$u_{\text{вых}} = U_{\text{вых}}(t) \cos[m \omega t + \varphi_0 + \psi(t)], \quad (84)$$

или

$$u_{\text{вых}} = U_0 [1 + \alpha(t)] \cos[m \omega t + \varphi_0 + \psi(t)], \quad (85)$$

где ω — частота входного генератора, $\alpha(t)$ и $\psi(t)$ — медленные (по сравнению с $\cos m \omega t$) случайные функции времени, подчиняющиеся системе флуктуационных урав-

нений, а U_0 , $m\omega$ и φ_0 — средние значения амплитуды, частоты и фазы. Поскольку в рассматриваемых умножителях в качестве активной нелинейной среды используется плазма с ее хаотическими движениями и неустойчивостями, естественно предполагать, что флуктуационные процессы, описываемые функциями $\alpha(t)$ и $\psi(t)$, вносят существенный вклад в форму спектральной линии на выходе плазменного умножителя.

Однако первые предварительные исследования, выполненные с монохроматическим входным генератором, показали, что форма спектральных линий выходного сигнала умножителя оказывается не хуже спектра входного генератора. Так, например, в работе [70] для контроля выходного спектра умножителя был использован монохроматический источник мощности около 20 вт, состоящий из клистрона и усилителя на лампе бегущей волны, а выходной сигнал плазменного умножителя контролировался анализатором спектра. В этом эксперименте при самой высокой чувствительности анализатора спектра не были обнаружены какие-либо посторонние боковые сигналы, связанные с хаотическими процессами в плазме высокочастотного газового разряда. Таким образом, влияние флуктуационных процессов в плазме [100], которые могли бы нарушить когерентность выходного сигнала, пренебрежимо мало.

В другом [25, 56] аналогичном эксперименте авторы проводили измерения на входной частоте 2,982 Гц, генерируемой клистроном (кратковременная стабильность 10^{-8}) с усилителем на лампе бегущей волны. В выходном сигнале третьей гармоники, ответвляемом при помощи направленного ответвителя, было обнаружено спектрально чистое колебание на частоте 8,946 Гц, лишенное каких бы то ни было боковых полос при изменении масштаба спектрограммы в пределах от 200 Мгц/см до 10 кгц/см. Однако при низком уровне выходной мощности и соответственно малой плотности плазмы в разрядной камере в спектре выходного сигнала появляются боковые частоты в диапазоне от 100 кгц до нескольких Мгц. Детального исследования этой модуляции авторами не производилось, но, по-видимому, она может быть связана с неустойчивостями, наблюдающимися в положительном столбе плазмы.

Более детальные исследования когерентности и шумов плазменного умножителя производились в работах [22, 26] с магнетронным генератором мощностью 2 кВт на волне 3,2 см при длительности импульса 2—3 мсек. Схема экспериментальной установки показана на рис. 71, где генератор 1 через направленные ответвители 2 и

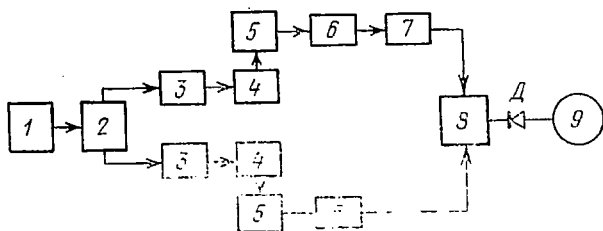


Рис. 71. Установка для измерения когерентности. 1 — генератор, 2 — направленные ответвители, 3 — ферритовые развязки, 4 — плазменные умножители, 5 — широкополосные резонаторы, 6 — аттенюаторы, 7 — фазовращатель, 8 — волноводный тройник, 9 — измерительный прибор.

ферритовые развязки 3 возбуждает два одинаковых плазменных умножителя 4 с разрядными камерами типа «острие — плоскость». Выделяющиеся в каждом умножителе сигналы четвертой гармоники ($\lambda_4 = 8$ мм) проходят через широкополосные резонаторы 5 небольшой добротности, отфильтровывающие все остальные гармоники, но сохраняющие шумовую мощность, расположенную вблизи исследуемой линии. Далее сигналы от умножителей проходят через аттенюаторы 6 (а один из них еще и через фазовращатель 7) в волноводный тройник 8 типа «магическое Т» и поступают на кристаллический детектор Д и на измерительный прибор или осциллограф 9. Регулировкой аттенюаторов 6 и фазовращателя 7 можно получить минимальное напряжение на детекторе, соответствующее приходу сигналов в противофазе. Если же оба сигнала умножителей приходят в фазе, что достигается соответствующей установкой фазовращателя, то напряжение на детекторе оказывается максимальным. Эти напряжения оказались равными 0,25 мВ и 50 мВ соответственно, что дает для отношения сигнал/шум, являющегося критерием когерентности, значение (сигнал/шум = 100), составляющее 20 дБ.

Описанный эксперимент дает несколько заниженное значение отношения сигнал/шум в силу того, что невозможно одновременно скомпенсировать начало и конец импульса и основную его часть из-за некоторого изменения частоты следования импульсов, а также из-за дисперсии в выходном восьмимиллиметровом волноводе. Главная же часть сигнала достаточно когерентна и имеет узкую полосу.

Когерентность излучения умножителя подтверждает также и другой эксперимент, проведенный авторами работы [22, 26]. В этом эксперименте выход одного из умножителей подключался на вход восьмимиллиметрового супергетеродинного приемника (или спектроанализатора). При свипировании частоты местного гетеродина на экране осциллографа наблюдался спектр выходного сигнала, ширина линии которого оказалась меньше 1 Мгц, что дает для относительной ширины линии выходного сигнала значение $\Delta f/f < 2,7 \cdot 10^{-5}$.

Для оценки амплитудных нестабильностей плазменного умножителя частоты в работе [27] на выходе трехсантиметрового умножителя, работавшего на второй гармонике с выходной мощностью 0,28 вт, устанавливался аттенюатор и кристаллический детектор, сигнал с которого усиливается широкополосным усилителем с полосой порядка 200 Мгц и подавался на анализатор спектра. В результате измерений было установлено, что амплитудные флуктуации происходят в основном на низких частотах в пределах 2 Мгц, монотонно убывая с повышением частоты. Оценка верхнего предела мощности шума умножителя дает величину порядка 10^{-8} вт, а отношение сигнал/шум около 70 дб.

Столь высокое отношение сигнал/шум в работе [27] по сравнению с цитированными выше [22, 26] связано, по-видимому, с значительно более высокой выходной мощностью умножителя и работой в непрерывном режиме. Приведенная оценка амплитудных нестабильностей или отношения сигнал/шум совпадает по порядку величины с значением, полученным в работах [15, 94], где обнаруживаемые в шумах гармоники высоких порядков генерировались с эффективностью — 70÷90 дб.

Для нахождения автокорреляционной функции и ширины спектральной линии плазменного умножителя

частоты в работе [27] сигнал от умножителя на третьей гармонике с длиной волны $\lambda_3 = 1,06$ см через тройник и развязывающие аттенюаторы A_1 и A_2 подавался на волноводный мост (рис. 72), разность плеч которого составляла $300 \lambda_3$. Вследствие этого на детектор приходили два сигнала: $u(t)$ — от короткого плеча и $u(t-\tau)$ с запаздыванием на τ — от длинного. Суммарный сигнал подавался на детекторную секцию, осуществляющую его нелинейное преобразование с последующим интегрированием цепочкой RC . Сигнал на выходе цепочки измерялся гальванометром с чувствительностью порядка 10^{-8} а.

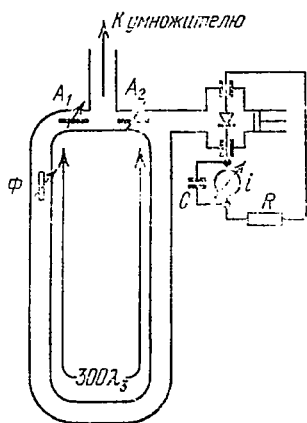


Рис. 72. Схема установки для измерения фазовой нестабильности умножителя частоты. A_1 , A_2 — аттенюаторы, Φ — фазовращатель.

В случае полностью коррелированного сигнала можно добиться отсутствия тока в цепи детектора путем подстройки волноводного моста фазовращателем Φ и аттенюаторами A_1 и A_2 . Если же сигнал коррелирован лишь частично, то полная балансировка волноводного моста невозможна.

Проведенные измерения показали, что величина несбалансированного тока лежит ниже предельной чувствительности гальванометра и обнаружена быть не может. В силу этого при указанной разности хода ($300 \lambda_3$) получить функцию корреляции не представилось возможным.

Для определения ширины спектральной линии будем полагать, что напряжение разбаланса, действующее на входе детектора, можно представить в виде [101]

$$\Delta u = U_0 [\sin \omega t - \sin (\omega t + \Delta \varphi)], \quad (86)$$

где Δu — напряжение разбаланса за счет набегу фазы $\Delta \varphi$ за время $\tau = 300 \lambda_3 / v_3 = 10^{-8}$ сек, U_0 — амплитуда напряжения гармоники в каждом из плеч волноводного

моста, v_3 — скорость распространения волны в волноводе ($v_3 \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/сек). Учитывая малость $\Delta\varphi$, из (86) находим

$$\Delta u = U_0 \sin \Delta\varphi \approx U_0 \Delta\varphi. \quad (87)$$

Если постоянная составляющая тока на выходе линейного детектора связана с амплитудой приложенного к нему высокочастотного напряжения U_0 соотношением $i = \alpha U_0$, то из (87) следует

$$i = \alpha U_0 \Delta\varphi < i_{\text{мин}}, \quad (88)$$

где $i_{\text{мин}}$ — минимальный ток, обнаруживаемый гальванометром. Для набега фазы за время τ имеем из (88)

$$\Delta\varphi = \Delta\omega\tau < \frac{i_{\text{мин}}}{\alpha U_0} = \frac{i_{\text{мин}}}{i_0}, \quad (89)$$

где i_0 — максимальное значение тока в цепи детектора, когда СВЧ-сигнал поступает к нему только из одного плеча (в другое плечо введено большое затухание). Из (89) получаем

$$\Delta\omega < \frac{i_{\text{мин}}}{i_0\tau}. \quad (90)$$

Подставляя $\tau = 10^{-8}$ сек и экспериментально полученные значения $i_{\text{мин}} = 10^{-8}$ а, $i_0 = 10^{-3}$ а, будем иметь для ширины спектральной линии $\Delta\omega < 10^3$ сек $^{-1}$, а для ее относительной ширины при $\omega = 2\pi c/\lambda_3 = 1,8 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$ получим $\Delta\omega/\omega < 5 \cdot 10^{-8}$.

Рассмотренные выше немногочисленные работы, связанные с исследованием спектральных характеристик и шумов плазменных умножителей, дают лишь предварительные оценки этих величин. Однако даже эти предварительные оценки показывают, что хаотические движения в плазме незначительно сказываются на виде спектральных характеристик выходного сигнала плазменного умножителя, особенно при высоком уровне выходной мощности.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ПЛАЗМЕННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

§ 1. Введение

Из материала, изложенного в предыдущей главе, видно, что до сих пор отсутствует единая точка зрения на характер нелинейного механизма, наиболее эффективно работающего в плазменном умножителе. Авторы отдельных работ придерживаются различных взглядов на причину, порождающую нелинейное поведение плазмы, а большинство из них считает самое плазму источником нелинейности.

Эксперименты с плазменными умножителями зачастую выполнены при таких уровнях входных мощностей, при которых неизбежно должна сказываться самоэкранировка плазмы [102, 103]. Самоэкранировка приводит к тому, что при достаточно большой мощности электромагнитной волны поле в плазму не проникает, а волна полностью отражается от границы плазмы, где образуется область с критической концентрацией, превышающей резонансную для данной частоты излучения.

Если при таких условиях вектор электрического поля направлен параллельно границе плазмы, то глубина проникновения поля определяется толщиной скин-слоя [46]. Если концентрация плазмы значительно превышает критическую, то толщина скин-слоя близка к длине волны излучения с частотой, равной электронной ленгмюровской частоте для данной концентрации плазмы. Эта величина, например, для концентрации 10^{12} см^{-3} составляет 3 см, а для концентрации 10^{10} см^{-3} — 30 см (см. приложение 2).

Если вектор напряженности электрического поля перпендикулярен границе плазмы, то глубина проникновения поля волны определяется тем расстоянием, на которое должны сместиться электронная и ионная компоненты плазмы, чтобы возникшее на границе поле поляризации плазмы полностью компенсировало электрическое поле падающей на плазму волны.

При высоких частотах электромагнитной волны, падающей на плазму, ионы можно считать неподвижными. В этом случае поле поляризации связано со смещением только электронной компоненты плазмы и создается объемным зарядом неподвижных ионов, остов которых остается, когда смещается граница электронной компоненты плазмы. Как будет показано ниже, это смещение оказывается значительно меньше толщины скин-слоя.

С другой стороны, если плазма граничит с металлическим электродом или находится от него на не очень большом расстоянии, то силовые линии электрического поля, перпендикулярные поверхности металла, должны быть перпендикулярны и границе плазмы, находящейся вблизи электрода. В умножителях наиболее часто встречается именно такая ситуация, при которой вектор напряженности электрического поля перпендикулярен границе плазмы. Поэтому естественно искать механизм нелинейности, ответственный за работу плазменного умножителя, не в объеме плазмы, куда электромагнитная волна обычно не проникает, а в процессах, происходящих на границе плазмы.

При исследованиях плазменных умножителей этим процессам уделялось очень мало внимания, хотя в работах [37, 39] предполагалось, что именно область между поверхностью и границей плазмы, обедненная электронами, ответственна за эффективную работу плазменного умножителя. Действительно, между металлическим электродом и границей плазмы образуется конденсатор, диэлектриком которого служит обедненный электронами слой. Поскольку толщина этого слоя зависит от приложенного напряжения между электродом и плазмой, то емкость образующегося конденсатора оказывается нелинейной, зависящей от напряжения. Такое устройство по аналогии с полупроводниковым можно назвать плазменным варактором.

Настоящая глава посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию нелинейности плазмы, связанной с модуляцией толщины приэлектродного обедненного слоя, и анализу возможности проявления этого механизма нелинейности в различных конструкциях плазменных умножителей частоты. В разрядных

камерах типов «острие — острие» и «острие — плоскость» появление нелинейной емкости является достаточно очевидным: около заостренного конца электрода имеется высокая напряженность электрического поля, под действием которого электроны совершают колебания и создают плазму СВЧ-разряда достаточно высокой плотности, превышающей резонансную для данной частоты. Плазменный варактор формируется вблизи заостренного конца электрода, и основной задачей эксперимента является правильное согласование импедансов по трактам входной частоты и гармоник.

В коаксиальной разрядной камере появление плазменного варактора кажется менее очевидным. Особенно сложным является вопрос о том, как вообще может распространяться мощная волна по коаксиальной линии, заполненной самоэкранирующейся плазмой. Поэтому в данной главе подробно исследуются плазменные варакторы коаксиальной конструкции. Выбор в качестве модели для подробного анализа плазменного варактора именно коаксиальной конструкции связан с возможностью точного расчета вследствие известного распределения поля между электродами коаксиальной линии. Переход к разрядным камерам другого типа можно осуществить, зная вид зависимости напряженности электрического поля от координаты вблизи металлического электрода.

При анализе процессов, происходящих на границе плазмы с металлическим электродом, приняты следующие предположения: 1) металлический электрод окружен плазмой с критической концентрацией для данной частоты СВЧ-излучения, 2) толщина области плазмы значительно превышает толщину скин-слоя, поэтому СВЧ-излучение в плазме распространяться не может, в связи с чем все поле СВЧ-волны оказывается сосредоточенным внутри обедненного слоя, 3) ионы плазмы считаются неподвижными. Указанные ограничения являются естественным следствием режимов работы плазменного умножителя, когда мощность СВЧ-излучения на входе достаточно велика, а электрод имеет заостренную форму для увеличения напряженности электрического поля вблизи его поверхности. Большие входная мощность и напряженность электрического поля необ-

ходимы для создания плазмы с закритической концентрацией в СВЧ-разряде. Однако сами процессы, связанные с высокочастотным пробоем, т. е. образование плазмы под действием мощных высокочастотных полей, здесь, как правило, не рассматриваются. Считается, что в объеме существует стационарная плазма с закритической концентрацией.

§ 2. Расчет параметров варактора

Рассмотрим металлический электрод произвольной формы, погруженный в плазму. Выберем на поверхности площадку dS столь малых размеров, что все переменные, подлежащие рассмотрению, зависят от координаты, ось которой направлена перпендикулярно площадке, и не зависят от координат, оси которых параллельны сторонам площадки. Первую координату обозначим через r , а вторую и третью через x и y . Предположим, что в отсутствие плазмы поле вблизи площадки описывается некоторой функцией $E=E(r)$. Вектор напряженности этого поля направлен перпендикулярно металлической поверхности, в силу чего при погружении электрода в плазму заряженные частицы притягиваются или отталкиваются от поверхности электрода. Суммарное поле вблизи поверхности площадки определяется разностью поля $E'(r)$, создаваемого внешним источником, и поля поляризации плазмы $E_p(r)$.

Будем полагать, что:

1) при помощи некоторого постороннего источника на электроде, погруженном в плазму, поддерживается отрицательный относительно плазмы потенциал U ,

2) концентрация неподвижных ионов вблизи площадки dS зависит от координаты r следующим образом:

$$n_i(r) = n\alpha(r),$$

где $\alpha(r)$ — безразмерная функция координаты r ,

3) тепловое движение электронов не учитывается.

Электроны отталкиваются от отрицательно заряженной поверхности площадки, а нескомпенсированный заряд неподвижного остова ионов порождает поле поляризации плазмы $E_p(r)$. Граница электронной компоненты плазмы находится в той точке r_0 , где суммарное

поле E_z равно нулю. Величина r_0 является функцией потенциала U между электродом и плазмой $r_0 = r_0(U)$, так как при изменении U граница электронной компоненты смещается. Если концентрация плазмы значительно превосходит критическую, то разность потенциалов U между электродом и плазмой оказывается равной разности потенциалов между электродом и границей электронов плазмы, т. е. поле $E'(r)$ существует только внутри обедненного слоя и зависит от положения границы r_0 . Величина поля $E'(r)$ определяется из решения задачи о конденсаторе, у которого разность потенциалов между пластинами равна U , а расстояние равно толщине обедненного электронами слоя.

Поле поляризации плазмы E_p можно найти из решения уравнения Гаусса для объема, образованного площадкой dS и площадкой dS' , отстоящей от dS на расстоянии r в сторону плазмы. Обозначая этот объем через Q , получим

$$E_p dS' = 4\pi \int_Q n_i(r) e dQ, \quad (91)$$

поскольку поле E_p на поверхности dS равно нулю, или

$$E_p = 4\pi n e (dS')^{-1} \int_Q \alpha dQ. \quad (92)$$

Несмотря на то, что источником поля E_p является остов неподвижных ионов, само поле зависит от напряжения U , так как при изменении U меняется количество ионов, сосредоточенных внутри обедненного слоя. Это связано с изменением толщины обедненного слоя при изменении напряжения U .

Суммарное поле

$$E_z = E'(r) - 4\pi n e \left[\int_Q \alpha dQ \right] (dS')^{-1} \quad (93)$$

обращается в нуль на границе плазмы в точке с координатой r_0 , которая определяется выражением

$$E'(r_0) = 4\pi n e \left[\int_{Q_0} \alpha dQ \right] (dS'_0)^{-1}, \quad (94)$$

где dS'_0 — площадка на границе плазмы или, что то же

самое, на границе обедненного электронами слоя, Q_0 — объем слоя, заключенный между площадками dS и dS'_0 .

Зная r_0 и используя выражение для энергии, запасенной в электрическом поле конденсатора, можно найти емкость элементарного конденсатора dC , образованного площадкой dS на поверхности электрода и площадкой dS'_0 :

$$\frac{dCU^2}{2} = \int_{Q_0} \frac{E_z^2}{8\pi} dQ, \quad (95)$$

откуда

$$dC = \frac{1}{4\pi U^2} \int_{Q_0} E_z^2 dQ, \quad (96)$$

а емкость на единицу площади

$$\frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi U^2 dS} \int_{Q_0} \left\{ E' - 4\pi ne \left[\int_Q \alpha dQ \right] (dS')^{-1} \right\}^2 dQ. \quad (97)$$

Полную емкость тела, погруженного в плазму, можно найти, просуммировав емкости отдельных элементарных конденсаторов, поскольку все они заряжены до напряжения U и соединены параллельно:

$$C = \int_S \frac{dC}{dS} dS = \int_S dC. \quad (98)$$

Для примера рассчитаем емкость на единицу площади бесконечной плоскости, граничащей с плазмой. Для плоского конденсатора

$$E'(r) = \frac{U}{r_0}, \quad dS' = dS, \quad dQ = dS dr, \quad Q_0 = Q = dS r_0. \quad (99)$$

Емкость на единицу площади

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi U^2} \left\{ \frac{U^2}{r_0} + (4\pi ne)^2 \int_0^{r_0} \left[\int_0^r \alpha(r') dr' \right]^2 dr - \right. \\ \left. - \frac{8\pi neU}{r_0} \int_0^{r_0} \left[\int_0^r \alpha(r') dr' \right] dr \right\}, \quad (100) \end{aligned}$$

где

$$\frac{U}{r_0} = 4\pi ne \int_0^{r_0} \alpha(r) dr. \quad (101)$$

Рассмотрим частные случаи распределения концентрации ионов около поверхности плоского электрода.

1. Пусть

$$\alpha(r) = \alpha r^k,$$

где $k \geq 0$. Тогда

$$\frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi r_0} - \frac{2ne\alpha}{(k+1)(k+2)} \frac{r_0^{k+1}}{U} + \frac{4\pi (ne\alpha)^2}{U^2} \frac{r_0^{2k+3}}{(k+1)^2 (2k+3)} \quad (102)$$

и

$$r_0 = \left(\frac{U(k+1)}{4\pi ne\alpha} \right)^{\frac{1}{k+2}}. \quad (103)$$

Подставив r_0 в (102), получим

$$\frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi} \frac{2(k+1)^2}{(k+2)(2k+3)} \left(\frac{4\pi ne\alpha}{k+1} \right)^{\frac{1}{k+2}} U^{-\frac{1}{k+2}}, \quad (104)$$

или

$$\frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi r_0} \frac{2(k+1)^2}{(k+2)(2k+3)}. \quad (105)$$

В частности, если распределение ионов однородно вплоть до самой поверхности плоского электрода, т. е. $\alpha(r) \equiv 1$, то

$$\frac{dC}{dS} = \frac{1}{4\pi r_0} - \frac{ner_0}{U} + \frac{4\pi (ne)^2 r_0^3}{3U^2} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{ne}{4\pi U}} \quad (106)$$

и

$$r_0 = \sqrt{\frac{U}{4\pi ne}}. \quad (107)$$

Таким образом, для плоского электрода с однородным распределением концентрации ионов емкость на единицу поверхности обратно пропорциональна корню квадратному из напряжения U , что совпадает с зависимостью барьерной емкости $p=n$ перехода со ступенчатым изменением концентрации от напряжения [104].

Для других видов зависимости $\alpha(r)$ емкость на единицу поверхности более сложным образом зависит

от напряжения между электродом и плазмой. Однако для высоких частот концентрация плазмы, превышающая критическую, оказывается настолько большой, что при реально достижимых величинах СВЧ-напряжения толщина обедненного слоя оказывается много меньше радиуса кривизны электрода, особенно при работе с коаксиальными плазменными варакторами. По этой причине для расчетов можно практически всегда использовать формулы (103) и (104), полученные для плоского конденсатора.

Значительно более высокие СВЧ-напряжения могут иметь место при работе с большими входными мощностями в импульсном режиме. В этом случае размеры слоя могут оказаться соизмеримыми с радиусом кривизны электрода, что приводит к необходимости для расчета емкости пользоваться более общими формулами (94), (97).

2. Пусть

$$\alpha(r) = 1 - \alpha \exp\left(-\frac{r_0}{\beta}\right),$$

т. е. концентрация экспоненциально уменьшается около поверхности электрода, принимая на поверхности значение равное $1 - \alpha$, где $0 \leq \alpha \leq 1$. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dS} = & \frac{1}{4\pi r_0} - \frac{ner_0}{U} \left(1 - 2\alpha \frac{\beta}{r_0} - 2\alpha \frac{\beta^2}{r_0^2} + 2\alpha \frac{\beta^3}{r_0^3} e^{-\frac{r_0}{\beta}} \right) + \\ & + \frac{4\pi (ne)^2 r_0^3}{3U^2} \left\{ 1 - 3\alpha \frac{\beta}{r_0} + \alpha^2 \frac{\beta^2}{r_0^2} + \alpha \left(2 - \frac{3}{2}\alpha \right) \frac{\beta^3}{r_0^3} - \right. \\ & \left. - \alpha \frac{\beta^3}{r_0^3} e^{-\frac{r_0}{\beta}} \left[2 - (2 + 2\alpha) \frac{\beta}{r_0} \right] + \frac{\alpha^2}{2} \frac{\beta^3}{r_0^3} e^{-\frac{2r_0}{\beta}} \right\}, \quad (108) \end{aligned}$$

а r_0 определяется из уравнения

$$r_0 \left[r_0 - \alpha \beta \left(1 - e^{-\frac{r_0}{\beta}} \right) \right] = \frac{U}{4\pi ne}. \quad (109)$$

Предположим теперь, что величина отрицательного напряжения между электродом и плазмой изменяется по гармоническому закону

$$U = \bar{U} (A + \cos \omega t), \quad (110)$$

где A — некоторый постоянный коэффициент. При $A=1$ постоянная составляющая напряжения равна амплитуде переменной составляющей и в некоторые моменты времени, когда U обращается в нуль, граница электронной компоненты плазмы вплотную приближается к поверхности электрода, толщина обедненного слоя стремится к нулю, а емкость — к бесконечности. Если $A < 1$, то напряжение между электродом и плазмой в некоторые моменты становится положительным и на электрод течет большой ток электронов, а сопротивление между плазмой и электродом становится очень малым. Этот, неблагоприятный, режим использования плазменного варактора будет рассмотрен ниже.

Частоту ω переменного напряжения будем полагать больше ионной плазменной частоты ω_{pi} , но много меньше электронной плазменной частоты ω_{pe} . В этом случае поле можно считать сосредоточенным внутри обедненного слоя, а ток, текущий через емкость dC/dS при однородном распределении концентрации ионов около поверхности плоского электрода, определить, используя (106) и (110), следующим образом:

$$I = \sqrt{\frac{ne}{36\pi}} \omega \tilde{U}^{\frac{1}{2}} \frac{\sin \omega t}{\sqrt{A + \cos \omega t}}. \quad (111)$$

Если $A=1$, то

$$I = \sqrt{\frac{ne}{18\pi}} \omega \tilde{U}^{\frac{1}{2}} \frac{\cos \frac{\omega t}{2}}{\left| \cos \frac{\omega t}{2} \right|} \sin \frac{\omega t}{2}. \quad (112)$$

Разлагая (112) в ряд Фурье, получим

$$I = I_0 (\sin \omega t - 0,4 \sin 2\omega t + 0,26 \sin 3\omega t - 0,19 \sin 4\omega t + 0,15 \sin 5\omega t), \quad (113)$$

где

$$I_0 = 0,85 \sqrt{\frac{ne}{18\pi}} \omega \tilde{U}^{\frac{1}{2}}. \quad (114)$$

Из (113) видно, что при подаче на электрод переменного напряжения с частотой ω в цепи электрода, кроме тока основной частоты ω , потекут также токи гармоник.

Найдем среднее значение емкости слоя за период основной частоты [104]:

$$\left. \frac{dC}{dS} \right|_{\text{ср}} = \left[1 + \frac{0,1}{A^2} \right] \left. \frac{dC}{dS} \right|_{U=A\tilde{U}}, \quad (115)$$

где $\left. \frac{dC}{dS} \right|_{U=A\tilde{U}}$ — величина емкости слоя, соответствующая нулевому значению переменной составляющей напряжения на слое. Далее найдем эффективную емкость слоя, т. е. емкость такого линейного конденсатора, при замещении которым нелинейной емкости слоя амплитуда первой гармоники тока имеет то же самое значение [104]:

$$\left. \frac{dC}{dS} \right|_{\text{эфф}} = \left[1 + \frac{0,2}{A^2} \right] \left. \frac{dC}{dS} \right|_{U=A\tilde{U}}. \quad (116)$$

Из (116) видно, что эффективная емкость больше среднего значения емкости за период. Однако различие между этими емкостями не превышает 20% даже при $A=1$, и мы будем использовать емкость $\left. \frac{dC}{dS} \right|_{U=A\tilde{U}}$ вместо всех остальных, записывая ее без индекса.

Учтем теперь тепловое движение электронов плазмы. За счет теплового движения происходит диффузия электронов внутрь обедненного слоя и граница плазмы r_0 , рассчитываемая по (107), размывается, занимая некоторую область протяженностью Δ , на которой концентрация электронов уменьшается в e раз. Если не учитывать возмущения поля E_x объемным зарядом диффундирующих электронов, то концентрацию электронов n_e на расстоянии δ от r_0 внутри обедненного слоя можно определить выражением [105]

$$n_e(\delta) = n \exp \left\{ -\frac{e\varphi(\delta)}{kT_e} \right\}, \quad (117)$$

или

$$n_e(\delta) = n \exp \left\{ -\frac{\varphi(\delta)}{T_e} \right\}, \quad (118)$$

где T_e — температура электронов в электронвольтах. Потенциал внутри обедненного слоя $\varphi(\delta)$ в том случае, когда на границе плазмы поле и потенциал равны нулю,

определяется выражением

$$\varphi(\delta) = \frac{U}{r_0^2} \delta^2. \quad (119)$$

Подставляя (119) в (118), найдем толщину граничной области

$$\Delta = r_0 \sqrt{\frac{T_e}{U}}. \quad (120)$$

Из (120) видно, что Δ зависит от температуры электронов плазмы. Однако если напряжение на слое достаточно велико, то толщина граничной области значительно меньше толщины самого слоя.

Емкость слоя, вычисленная с учетом теплового движения электронов, отличается от емкости, рассчитанной выше. Обычно $U \gg T_e$, а $\Delta \ll r_0$, и поэтому толщиной граничной области можно пренебречь по сравнению с размерами слоя. По этой причине при вычислении емкости слоя мы будем использовать формулы, выведенные для плоского случая без учета теплового движения электронов плазмы.

В том случае, когда на электрод не подано потенциала от внешнего источника, напряжение между электродом и плазмой оказывается отличным от нуля, так как вследствие различия подвижности электронов и ионов ток электронов в начальный момент времени после погружения электрода в плазму значительно превышает ток ионов и электрод заряжается отрицательно. В установившемся режиме напряжение на электроде равно напряжению изолированного зонда, определяемому из формулы [106]

$$U_{из} = T_e \ln \left(0,7 \frac{M_i}{m_e} \right), \quad (121)$$

где M_i — масса иона, m_e — масса электрона. В этом режиме толщина граничной области

$$\Delta = r_0 \ln^{-\frac{1}{2}} \left(0,7 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \right), \quad (122)$$

т. е. при потенциале изолированного зонда электроны проникают на значительную глубину (множитель при r_0 имеет величину порядка 0,5 для самого тяжелого

инертного газа ксенона и еще ближе к единице для более легких газов), однако их концентрация падает с приближением к поверхности электрода.

Появление дополнительного отрицательного напряжения между электродом и плазмой необходимо учитывать при определении постоянной составляющей напряжения слоя. Под действием постоянной составляющей напряжения U ионы движутся по направлению к электроду и при $U \gg T_i$ (где T_i — температура ионов) их ток на электрод равен току насыщения [106], который не зависит от напряжения. Если к электроду не подключен никакой внешний источник напряжения и он имеет плавающий потенциал относительно плазмы, то в стационарном режиме токи ионов и электронов на электрод равны друг другу, а полный ток на электрод равен нулю.

Если между электродом и плазмой включен источник только переменного напряжения $\tilde{U}$, частота которого удовлетворяет условию $\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe}$, то появляется дополнительное постоянное напряжение такой величины, что суммарное напряжение между электродом и плазмой ни в какой момент времени не становится существенно меньше напряжения изолированного зонда. При отсутствии постороннего источника постоянного напряжения постоянная составляющая напряжения слоя близка к сумме напряжений $U_{пз}$ и $\tilde{U}$. При таких условиях нелинейность емкости слоя, а следовательно, и амплитуды токов гармоник оказываются в большой степени зависящими от соотношения между напряжением изолированного зонда $U_{пз}$ и амплитудой переменного напряжения $\tilde{U}$, так как в выражении (110) величина A оказывается равной

$$A = \frac{U_{пз} + \tilde{U}}{\tilde{U}} = 1 + \frac{U_{пз}}{\tilde{U}}. \quad (123)$$

Если $A \approx 1$, т.е. $U_{пз} \ll \tilde{U}$, то справедливо разложение (113) тока в ряд по гармоникам. Если переменное напряжение мало и по порядку величины близко к $U_{пз}$, то амплитуды гармоник уменьшаются. На рис. 73 представлены результаты численного расчета зависимости относительных амплитуд нескольких первых гармоник

тока через нелинейную емкость обедненного слоя от параметра A . Из рисунка видно, что при $U_{нз}=0,5\bar{U}$ ($A=1,5$) амплитуда второй гармоники уменьшается в два раза, третьей более чем в четыре раза, четвертой — более чем в шесть раз и т. д. Таким образом, чем выше номер гармоники, тем существеннее влияние температуры электронов на эффективность ее генерации, особенно при малых входных мощностях.

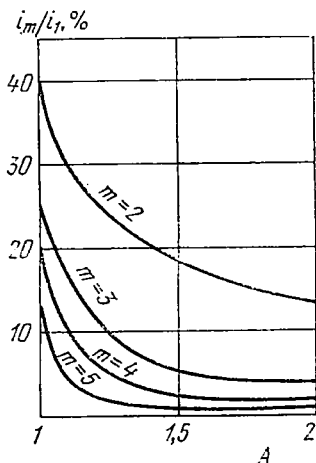


Рис. 73. Зависимость относительных амплитуд гармоник тока, протекающего через плазменный варактор, от параметра A .

Для эффективной генерации высоких гармоник необходимо обеспечить такие условия существования плазмы, при которых температура электронов минимальна при значительных СВЧ-напряжениях, приложенных к электроду.

Проанализируем теперь кратко влияние магнитного поля на работу нелинейной емкости плазменного умножителя частоты. Поскольку все электромагнитные поля сосредоточены внутри обедненного

слоя, где электронов почти нет, то постоянное магнитное поле не влияет непосредственно на прохождение волны через плазменный варактор. Однако влияние может проявиться в искажении движения электронов границы слоя. Если вектор индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ параллелен вектору скорости движения электронов границы, то поле не влияет на электроны. Если векторы индукции магнитного поля и скорости перпендикулярны друг другу, то в однородном поле траектории движения будут окружностями. При этом путь, проходимый электронами при колебаниях, увеличивается, и также увеличивается частота столкновений, что особенно заметно проявляется при циклотронном резонансе. Амплитуда колебаний электронов границы при этом уменьшается, так как увеличение частоты столкновений приводит к значительному росту диссипативных потерь мощности

и к дополнительному увеличению температуры электронов [107].

Проведенная нами экспериментальная проверка этого утверждения подтвердила его правильность. Было обнаружено небольшое уменьшение мощности гармоник при циклотронном резонансе как на основной частоте, так и на частоте гармоник.

Такой же эффект наблюдался и в работе [15], в которой концентрация плазмы в коаксиальной разрядной камере была достаточно высокой. Условия эксперимента, описанного в работе [15], были следующими. Импульс, создававший плазму, имел длительность около 50 *мксек* при мощности 8 *вт*. Примерно через 20 *мксек* после начала этого импульса к тракту подключался маломощный генератор зондирующего импульса, имевшего длительность также 50 *мксек* и частоту, близкую к частоте основного импульса. Наблюдаемая гармоника зондирующего сигнала была относительно мала в течение действия мощного сигнала, а затем резко возрастала после его окончания. Длительность всплеска составляла 3—5 *мксек*, а его амплитуда почти не зависела от напряженности магнитного поля. Исследования, проведенные в работе [15], показали, что амплитуда гармоник мощного сигнала также несколько уменьшилась при приближении к области циклотронного резонанса.

Можно предположить, что при прохождении через разрядную камеру электромагнитной волны мощностью 8 *вт* создавалась плазма с критической концентрацией, т. е. работал плазменный варактор. Магнитное поле вблизи циклотронного резонанса приводило только к увеличению диссипативных потерь внутри варактора и к уменьшению мощности гармоник.

Совершенно иначе влияет магнитное поле на работу плазменного умножителя при малой концентрации плазмы, когда плазменный варактор не существует. В этом случае имеют место механизмы нелинейности, связанные с объемом плазмы, например, движение электронов в неоднородном СВЧ-поле. Как показал анализ [15], этот механизм нелинейности дает резкое увеличение мощности гармоник при циклотронном резонансе. Такое увеличение действительно наблюдалось в [15] спустя 5 *мксек* после окончания мощного импульса,

г. е. когда плазменный варактор разрушался вследствие рекомбинации плазмы.

Малое значение мощности гармоники зондирующего сигнала во время действия основного импульса находит объяснения в том, что модуляция емкости плазменного варактора осуществлялась мощным сигналом, а слабый близкий по частоте зондирующий сигнал не совпадал по фазе с модулирующей емкостью.

В работе [15] обеспечивались специальные условия согласования волнового сопротивления тракта с большим волновым сопротивлением разрядной камеры, незаполненной плазмой. Однако появление в камере плазмы с закритической концентрацией при включении мощного генератора приводило к тому, что волновое сопротивление камеры становилось очень малым, так как была мала толщина обедненного слоя, в котором распространялась волна. Условия согласования при этом резко ухудшались и в тракте возникала значительная отраженная мощность, что могло явиться причиной дополнительного уменьшения мощности второй гармоники зондирующего сигнала.

В свете представления о нелинейной емкости плазменного варактора находят объяснение результаты исследования эффективности преобразования второй гармоники в плазме ртутного разряда на постоянном токе [39]. Высокая концентрация плазмы дала в этом случае возможность при малой входной мощности (0,42 вт) получить одно из самых высоких значений эффективности преобразования плазменного умножителя частоты на вторую гармонику — 31,7%. Наличие насыщения по входной мощности для эффективности преобразования гармоники можно объяснить, как это делают авторы, нарушением оптимальных условий согласования импеданса плазменного варактора с входным импедансом тракта и появлением дополнительных потерь на столкновения (разогрев) и ионизацию плазмы при увеличении входной мощности на основной частоте. Отметим, что в связи с использованием в [39] постороннего источника плазмы отпадает необходимость обеспечения наиболее благоприятных условий для создания плазмы с помощью СВЧ-разряда (таким условием является, например, близость частоты столкновений электронов

к частоте приложенного внешнего напряжения). Выполнение этих условий особенно важно при работе в коротковолновом участке сантиметровых волн, так как здесь требуется создание плазмы довольно высокой концентрации, что возможно только при использовании мощных СВЧ-генераторов.

Авторы работы [39] проводили исследования в дециметровом диапазоне (142 МГц). В этом диапазоне легко достигаются закритические концентрации как для основной частоты, так и для нескольких ее гармоник. Поэтому в умножителе [39] настройка элементов тракта нужна лишь для согласования импедансов варактора по основной частоте и по гармонике, а не для установления максимального взаимодействия СВЧ-излучения с плазмой, приводящего к наибольшему значению концентрации. Хорошие условия для генерации гармоник, однако, в этом случае не могут обеспечиваться при всех значениях входной мощности. При ее увеличении амплитуда колебаний электронов становится настолько большой, что они начинают интенсивно сталкиваться с нейтральными частицами, что приводит к разогреву плазмы и таким образом порождает дополнительные потери для сигнала на входной частоте.

В работе [39] не исследовалось влияние давления газа, наполняющего разрядную камеру, на эффект насыщения выходной мощности второй гармоники. Высказанные нами соображения дают основание предполагать, что мощность, при которой в умножителе наступает насыщение, должна уменьшаться с увеличением давления газа, наполняющего разрядную камеру.

Становится также понятным, почему в большинстве экспериментальных исследований плазменных умножителей наилучшие результаты в одной и той же конструкции были получены при заполнении разрядных камер газом с наименьшим потенциалом ионизации (при этом условии для небольших входных мощностей в сантиметровом диапазоне возможно получить плазму с закритической концентрацией, т. е. создать плазменный варактор).

Той же цели — максимального увеличения концентрации плазмы в коротковолновом диапазоне — служат всякого рода устройства, ограничивающие область

существования СВЧ-разряда, например, стеклянные цилиндры (рис. 59) или электроды типа «острие — острие» или «острие — плоскость». Например, применение электрода с диаметром острия 0,1 мм и стеклянной трубки, локализирующей разряд, диаметром около 1 мм дало возможность автором [79] получить достаточно высокую эффективность преобразования на второй гармонике входной частоты 35 Гц при входной мощности около 15 Вт. Неплохие результаты были получены в работах [81, 83, 84] при использовании разряда, локализованного в объеме около 1 мм³ в разрядной камере типа «острие — плоскость» на входных частотах 34 и 55 Гц. Для сравнения укажем, что в работе [82] в том же диапазоне была получена значительно меньшая эффективность вследствие того, что не были приняты меры по локализации разряда и увеличению напряженности поля у острия. Ту же цель — увеличение концентрации плазмы — преследовали авторы работы [73], стремившиеся уменьшить толщину стенки сферической разрядной камеры, помещаемой над острием штыря, проходящего через волновод.

Особенно важно и трудно максимально увеличить концентрацию плазмы при конструировании плазменных умножителей миллиметрового диапазона. Так, например, в работах [19, 81, 83] объем разряда составлял десятые доли кубического миллиметра при мощности, вводимой в разряд, около 10 Вт (удельная мощность порядка 10² Вт/мм³). Эффективность преобразования в этих работах была достаточно высокой.

Рассмотрим подробнее связь удельной мощности, поглощаемой плазмой, с создаваемой в СВЧ-разряде концентрацией плазмы. Требование создания плазмы с критической концентрацией как для основной частоты, так и для гармоники, равносильное требованию существования плазменного варактора, является основным фактором, органичивающим диапазон работы плазменного умножителя. Получение концентраций 10¹⁴—10¹⁵ см⁻³ является сложной технической задачей, для решения которой необходимо применение специальных мер, связанных с увеличением мощности, вводимой в разряд, увеличением напряженности электрического поля (например, с помощью уменьшения радиуса кри-

визны острия), ограничением объема плазмы при локализации разряда в малой области пространства. Если максимальная концентрация плазмы, получаемая в данном варакторе, не превосходит, например, 10^{14} см^{-3} , что соответствует плазменной частоте порядка 10^{11} гц (см. приложение 2), то в таком множителе невозможно эффективная генерация гармоник с длиной волны, меньшей 3 мм.

Получение максимальной концентрации возможно, если обеспечены условия для наиболее эффективной передачи энергии СВЧ-излучения в плазму. Одним из таких условий является условие близости частоты излучения ω к частоте столкновений электронов ν [107]:

$$\nu \lesssim \omega. \quad (124)$$

Другое условие заключается в том, чтобы энергия колебательного движения электронов превышала потенциал ионизации атомов ω_i газа, образующего плазму. При этом вероятность столкновений, приводящих к ионизации для тяжелых инертных газов [108], составляет 30%, а для легких — 10%, т. е. для тяжелых газов

$$\nu_i \approx \frac{\nu}{3}. \quad (125)$$

На создание плазмы идет некоторая часть мощности, рассеиваемой в плазменном варакторе, следовательно, можно написать

$$P_i \leq (1 - \eta) P_{\text{вх}}, \quad (126)$$

где P_i — мощность, идущая на ионизацию газа, η — эффективность преобразования входной мощности в мощность гармоник. С другой стороны, P_i пропорциональна числу актов ионизации, произведенных в единицу времени в объеме W варактора:

$$P_i = \nu_i n W \omega_i. \quad (127)$$

Учтем, что для эффективной генерации, например, второй гармоники 2ω концентрация плазмы должна удовлетворять условию

$$n \geq \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}. \quad (128)$$

Подставляя (128) в (127) и используя (126), получим ограничение на частоту:

$$\omega^3 \leq \frac{6\pi^2 e^2}{m} \frac{1-\eta}{\omega_i} P_{\text{уд}}, \quad (129)$$

где $P_{\text{уд}}$ — удельная СВЧ-мощность, т. е. мощность, приходящаяся на единицу объема пространства, в котором происходит взаимодействие электромагнитного излучения с электронами плазмы. Принимая $\eta=0,1$ (10%), $\omega_i=10$ эв, получим для генератора второй гармоники

$$f_{(ГГц)} \leq \sqrt[4]{40 P_{\text{уд}} \left(\frac{\theta}{\text{мм}^3} \right)}. \quad (130)$$

Если задана частота гармоники f_m , которую необходимо получить, то из (129) можно определить $P_{\text{уд}}$, которая должна быть введена в разрядный промежуток:

$$P_{\text{уд}} \left(\frac{\text{вт}}{\text{мм}^3} \right) \approx 6 \cdot 10^{-3} [f_m (\text{ГГц})]^3. \quad (131)$$

Из формулы (131) следует, например, что для частоты 10^3 ГГц удельная мощность $P_{\text{уд}}$ должна быть порядка 10^7 вт/мм³. На первый взгляд кажется, что создать такую высокую концентрацию мощности в разряде невозможно. Однако в работах [94, 95], выполненных на весьма высоких частотах, такая величина удельной мощности $P_{\text{уд}}$ обеспечивалась за счет применения разряда при очень высоком давлении (400—600 атм) и очень малом разрядном промежутке ($\sim 10^{-2}$ мм). Объем плазмы составлял при этом 10^{-7} мм³ и при мощности, равной нескольким ваттам, обеспечивалась $P_{\text{уд}} \sim 10^7$ вт/мм³, которая соответствует получаемым в работах [94, 95] частотам 600—700 ГГц. Высокое давление в разрядной камере препятствовало растеканию плазмы и давало возможность ограничить разряд столь малым объемом.

Несмотря на то, что оценка, получаемая из неравенств (129)—(131), весьма приблизительная, она дает, однако, представление о порядке удельной мощности, необходимой для существования плазменного варактора в СВЧ-разряде. Некоторые характерные результаты для удельной мощности представлены в таблице 18.

При входных мощностях порядка нескольких ватт и работе с коаксиальными конструкциями необходимая величина $P_{уд}$ может быть обеспечена в дециметровом диапазоне. Работа в сантиметровом диапазоне при умеренных входных мощностях оказывается возможной только

Таблица 18

Длина волны, см	30	10	3	1	0,3	0,03
$P_{уд}, \frac{вт}{мм^2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	0,16	6	160	$6 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^6$

с разрядными камерами типа «острие — острие» или «острие — плоскость». Этой причиной объясняется резкое уменьшение эффективности преобразования (см. рис. 58) плазменных умножителей частоты сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн.

Остановимся теперь подробнее на вопросе о том, каким образом следует подавать переменное напряжение на обедненный слой вблизи поверхности металлического электрода. Как мы увидим ниже, от решения этого вопроса в значительной степени зависит эффективность работы плазменного умножителя.

Наиболее простой способ решения этой задачи — поместить в плазму два одинаковых электрода (или, что то же самое, создать плазму в промежутке между двумя одинаковыми электродами). Каждый из электродов в этом случае зарядится отрицательно по отношению к плазме, причем потенциалы $U_{пз}$ электродов будут определяться формулой (121). Если параметры плазмы около обоих электродов одинаковы, то и потенциалы $U_{пз}$ для них будут одинаковыми. При потенциале электрода, равном $U_{пз}$, количество электронов, попадающих на электрод за единицу времени, будет равно количеству ионов [106]. Если на эти электроды подать переменное напряжение, то будет изменяться как напряжение между первым электродом и плазмой U_1 , так и напряжение U_2 между вторым электродом и плазмой.

Емкости $C_1(U_1)$ и $C_2(U_2)$ каждого из слоев соединены последовательно, так что суммарная емкость между

10*

электродами равна

$$C(U) = \frac{1}{\frac{1}{C_1(U_1)} + \frac{1}{C_2(U_2)}}. \quad (132)$$

В отсутствие внешнего переменного напряжения в плоском приближении емкости следует определять по формулам

$$C_{10} = \frac{k_1}{\sqrt{U_{нз}}}, \quad C_{20} = \frac{k_2}{\sqrt{U_{нз}}}, \quad C_0 = \frac{k_3}{2\sqrt{U_{нз}}}, \quad (133)$$

где k_1 , k_2 и k_3 — константы.

Рассмотрим теперь случай, когда действующее между электродами напряжение ΔU приложено плюсом к первому электроду. В этом случае отрицательный заряд на первом электроде уменьшится, ток электронов на этот электрод возрастет, а ток ионов останется почти неизменным и равным току насыщения I_{IS} . Ток электронов на второй электрод уменьшится из-за увеличения отрицательного потенциала на нем относительно плазмы. Напряжение ΔU складывается из падения напряжения ΔU_1 на первом слое и падения напряжения ΔU_2 на втором слое. Поэтому для получения достаточно большого ΔU необходимо, чтобы уменьшение напряжения между первым электродом и плазмой на ΔU_1 приводило бы к протеканию такого тока электронов на первый электрод I_{2S} , который был бы равен току насыщения ионов на второй электрод, попадающему на него, когда его напряжение относительно плазмы увеличивалось на ΔU_2 . Очевидно, что вследствие высокой подвижности электронов по сравнению с ионами падение напряжения ΔU_2 оказывается значительно большим, чем ΔU_1 , и близким к ΔU . Поэтому изменение емкости ΔC между электродами оказывается связанным с изменением емкости ΔC_2 второго слоя соотношением

$$\Delta C = \frac{1}{4} \Delta C_2. \quad (134a)$$

Если действующее напряжение ΔU приложено плюсом ко второму электроду, то

$$\Delta C = \frac{1}{4} \Delta C_1, \quad (134b)$$

а емкость второго слоя остается почти неизменной. Таким образом, изменение суммарной емкости между электродами в четыре раза меньше, чем изменение емкости одного слоя. Следовательно, чтобы полнее использовать нелинейные свойства обедненного слоя, необходимо обеспечить такие условия, при которых суммарная емкость будет близка к емкости одного слоя. Этого можно добиться, если использовать электроды с существенно разными площадями S_1 и S_2 , например

$$S_1 \ll S_2. \quad (135)$$

В этом случае емкость второго электрода окажется много больше емкости первого и суммарная емкость будет близка к емкости первого электрода (см. § 4 гл. II).

Конструкции умножителей с несимметричными электродами обеспечивают лучшие эффективности преобразования, нежели умножители с симметричными электродами. Кроме того, при несимметричной геометрии разрядной камеры легче получить плазму с высокой концентрацией.

Несимметричность электродов обеспечивается естественным путем в коаксиальной разрядной камере, причем уменьшение диаметра центрального электрода приводит здесь как к уменьшению емкости слоя около этого электрода, так и к увеличению концентрации в разряде и к увеличению волнового сопротивления слоя. Особенно важным может оказаться именно последнее обстоятельство, так как при большом диаметре центрального электрода напряженность электрического поля оказывается малой, так же как и толщина слоя, в связи с чем могут возникнуть трудности с согласованием волнового сопротивления основного тракта с волновым сопротивлением слоя.

Рассмотрим с точки зрения симметричности электроды в конструкциях, изображенных на рис. 45. Один из электродов здесь выполнен в виде острия, прикасающегося к сферической разрядной камере. Роль второго электрода играют заземление стенки волновода и окружающие предметы. Если в этих условиях емкость плазмы на землю окажется значительно больше емкости между острием и плазмой, то плазменный варактор будет представлять собой обычную систему с несимметричными электродами. Если же емкость на землю мала по сравнению с емко-

стью на острие, то нелинейность емкости может и не проявляться, так как все напряжение окажется приложенным между плазмой и землей. Более того, при таких условиях может оказаться невозможным само существование СВЧ-разряда в камере. Действительно, как было обнаружено [27], плазменный умножитель подобной конструкции хорошо работает только тогда, когда стеклянная камера расположена у самой стенки волновода. Удаление камеры на некоторое расстояние приводит сначала к резкому уменьшению мощности гармоники, а затем к погасанию разряда. В некоторых случаях вторым электродом в подобной конструкции может служить металлический экран, предназначенный, например, для масла, охлаждающего разрядную камеру.

Рассмотрим теперь вопрос о проводимости обедненного слоя. Средняя динамическая проводимость слоя определяется выражением [39]

$$g = G_0 \exp \left\{ -\frac{U}{T_e} \right\} I_0 \left\{ \frac{\tilde{U}}{T_e} \right\}, \quad (136)$$

где U — постоянная составляющая напряжения между электродом и плазмой, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Отсюда для среднего сопротивления слоя получим (при $\tilde{U} \gg T_e$)

$$\bar{R} = R_0 \exp \left\{ \frac{U - \tilde{U}}{T_e} \right\}. \quad (137)$$

Если между электродом и плазмой включен только источник переменного напряжения, то постоянная составляющая напряжения между плазмой и электродом близка к сумме $U_{xx} = U_{из} + \tilde{U}$. В этом режиме, называемом холостым ходом, сопротивление слоя R_{xx} равно

$$R_{xx} = R_0 \exp \left\{ \frac{U_{из}}{T_e} \right\}. \quad (138)$$

Поэтому

$$\bar{R} = R_0 \exp \left\{ \frac{U_{из}}{T_e} \right\} \exp \left\{ \frac{U - \tilde{U} - U_{из}}{T_e} \right\} = R_{xx} \exp \left\{ \frac{U - (\tilde{U} + U_{из})}{T_e} \right\}. \quad (139)$$

Из (139) видно, что сопротивление слоя экспоненциаль-

но возрастает с увеличением постоянной составляющей напряжения U сверх уровня $U_{\text{хх}}$:

$$\bar{R} = R_{\text{хх}} \exp \left\{ \frac{U - U_{\text{хх}}}{T_e} \right\}. \quad (140)$$

Если принять во внимание, что в любом конкретном устройстве образуются одновременно два обедненных слоя (около каждого электрода), а импеданс однородной плазмы, например, в системе коаксиальных электродов r_2 и r_1 имеет вид [39]

$$Z = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi l \omega} \left[\frac{\frac{v}{f} \frac{f_p^2}{f^2}}{\left(1 - \frac{f_p^2}{f^2}\right)^2 + \frac{v^2}{f^2}} + j \frac{\frac{f_p^2}{f^2} - \frac{v^2}{f^2} - 1}{\left(1 - \frac{f_p^2}{f^2}\right)^2 + \frac{v^2}{f^2}} \right], \quad (141)$$

(где f_p — электронная плазменная частота, f — частота входного напряжения), то эквивалентную схему плазменного варактора можно представить в виде, показанном на рис. 74. Первый член выражения (141) для Z учитывает столкновительные потери и на эквивалентной схеме рис. 74 представлен как активное сопротивление $R_{\text{пл}}$. Второй член индуктивный, так как $f < f_p$ (условие заkritичности концентрации), а $f_p^2 \gg v^2$ (что является естественным условием для исследуемого в работе [39] типа плазмы).

Если электроды несимметричны и, например, $S_1 \gg S_2$, то выполняются неравенства $C_1 \ll C_2$ и $R_1 \gg R_2$, а поскольку при высокой концентрации плазмы ее сопротивление мало, то полную эквивалентную схему рис. 74, а можно заменить упрощенной схемой, изображенной на рис. 74, б. Следовательно, поведение системы с несимметричными электродами аналогично поведению

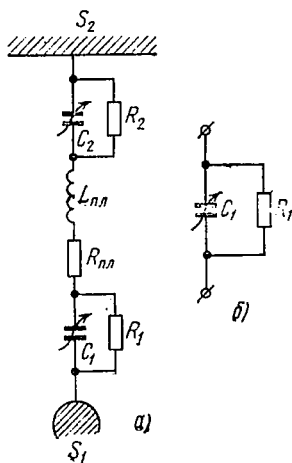


Рис. 74. Эквивалентная схема плазменного варактора.

обедненного слоя вблизи меньшего электрода, и ее тоже можно назвать плазменным варактором.

Расчет, представленный в работе [39] и приведенный выше, выполнен в предположении справедливости максвелловской функции распределения электронов по скоростям. Поскольку в действительности функция распределения существенно отличается от максвелловской, численные расчеты сопротивления слоя по формуле (141) не совпадают с результатами измерений.

Очевидно, что для улучшения нелинейных свойств плазменного варактора, особенно при работе на низких частотах, необходимо стремиться уменьшить активную составляющую импеданса, шунтирующую емкость слоя. С этой целью в работах [19, 20, 27, 29, 36] между электродом и плазмой помещался тонкий слой диэлектрика (стекла или кварца). Однако при работе такого умножителя поверхность диэлектрика, обращенная к плазме, заряжается отрицательно за счет электронов, обладающих большей подвижностью по сравнению с ионами. Образуемый отрицательный заряд приводит к двум нежелательным последствиям.

Во-первых, отсутствие непосредственного омического контакта между электродом и плазмой не дает возможности изменять постоянную составляющую напряжения между электродом и плазмой. Поэтому система все время работает в режиме, близком к режиму холостого хода, который не всегда является оптимальным [40].

Во-вторых, поверхность диэлектрика подвергается бомбардировке тяжелыми положительными ионами. Ввиду плохого теплоотвода бомбардировка ионов приводит к быстрому разогреву стекла. Проводимость стекла при этом возрастает, что приводит к еще большему разогреву из-за роста СВЧ-потерь в слое диэлектрика. Обычно слой диэлектрика (стекла) между электродом и плазмой является частью оболочки, в которую заключена плазма. Механическая прочность оболочки около электрода при разогреве нарушается, что немедленно отражается на вакуумировании разрядного объема и приводит к погасанию разряда. Этих неприятных последствий можно избежать, увеличивая толщину диэлектрика (толщину стенок разрядной камеры), либо снимая отрицательный заряд с поверхности диэлектрика (сделав ее, например,

проводящей). Исследований с диэлектриком, у которого поверхность была бы металлизирована, никто не проводил, хотя авторы работ [19, 36] отмечают крайнюю ненадежность подобной конструкции со стеклянной разрядной камерой.

Рассмотрим более подробно вопрос о влиянии толщины диэлектрика между электродом и плазмой на эффективность преобразования плазменного умножителя. Если толщина диэлектрика значительно превышает толщину обедненного слоя, то изменение емкости между электродом и плазмой оказывается очень малым, и следовательно, эффективность генерации гармоник в умножителе будет мала.

Для генерации излучения с частотой ω в плазменном умножителе должно выполняться условие

$$\omega < \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}, \text{ или } n > \frac{m \omega^2}{4\pi e^2}, \quad (142)$$

откуда, используя (107), для толщины обедненного слоя можно получить

$$r_0 < \sqrt{\frac{e}{m} U} \frac{1}{\omega}. \quad (143)$$

Следовательно, толщина стенки разрядной камеры не должна превышать величины

$$d \leq \sqrt{\frac{e}{m} U} \frac{1}{\omega}, \quad (144)$$

что может быть осуществлено лишь при достаточно низких частотах.

Из этих оценок видно, что применение диэлектрика между электродом и плазмой, весьма полезное в дециметровом диапазоне [29, 36], становится нецелесообразным при работе в сантиметровом, а тем более в миллиметровом диапазонах. Однако и в дециметровом диапазоне, если плазма удаляется от электрода на расстояние, значительно больше r_0 , эффективность преобразования уменьшается. Подтверждением сказанного может служить сравнение работ [36] и [37], где при наличии диэлектрика плазма находилась от центрального элект-

рода на расстоянии порядка 1 мм, в то время как толщина обедненного слоя не превышала десятой доли миллиметра. Применение диэлектрика в такой ситуации снижало эффективность преобразования второй гармоники с 28% до 16% при той же входной мощности. С другой стороны, в отсутствие диэлектрика (стекла) в разрядной камере входная мощность умножителя могла быть увеличена в три раза [37] без разрушения камеры или потери герметичности.

Большое значение для проверки представленной выше картины процессов в плазменном умножителе имеет экспериментальное определение средних параметров плазменного варактора — емкости и шунтирующего сопротивления. Значение этих параметров необходимо также при конструировании плазменных умножителей. Систематического исследования этого вопроса в работах по умножителям не проводилось, поэтому ниже представлены некоторые результаты наших измерений емкости и сопротивления плазменного варактора коаксиальной конструкции, включенного в тракт умножителя частоты дециметрового диапазона с входной мощностью до 100 вт на частоте 0,4 Гц.

Для измерения емкости и сопротивления использовались собственные колебания в цепи, замыкающей накоротко электроды коаксиального плазменного варактора по постоянному току. Колебания возбуждались коротким импульсом длительностью 0,1 мксек от генератора, подключаемого к контуру через сопротивление 50—60 ом, предотвращающего влияние выходного сопротивления генератора на собственные колебания в контуре. Частота собственных колебаний составляла около 5 МГц, в то время как максимальное значение ионной ленгмюровской частоты не превышало 1 МГц, т. е. ионы можно было считать неподвижными. С другой стороны, поскольку частота СВЧ-излучения намного превосходила частоту колебаний в контуре, то обеспечивалось усреднение емкости и сопротивления обедненного слоя, причем средние значения соответствовали среднему положению, занимаемому границей слоя в процессе колебаний с частотой СВЧ-излучения (или положению, когда переменная часть напряжения между центральным электродом и плазмой равна нулю).

При подключении дополнительных калиброванных конденсаторов параллельно конденсатору контура, которым являлось устройство, размыкающее цепь коаксиальных электродов плазменного варактора по постоянному току, частота собственных колебаний в контуре изменялась. Зная частоту f_0 колебаний до подключения калиброванной емкости C_i и после подключения f_i , а также зная величину емкости контура C_0 в отсутствие плазмы, можно определить величину емкости, добавляемой в контур плазмой, т. е. емкости обедненного слоя около центрального электрода варактора:

$$C_1 = C_i \left[\left(\frac{f_0}{f_i} \right)^2 - 1 \right]^{-1} C_0. \quad (145)$$

Определив емкость обедненного слоя и зная частоту колебаний, можно найти индуктивность контура без плазмы L_0 и с плазмой L_i :

$$L_0 = \frac{T_0^2}{(2\pi)^2 C_0}, \quad L_i = \frac{T_i^2}{(2\pi)^2 (C_i + C_1 - C_0)}, \quad (146)$$

где T_0 — период колебаний в контуре без плазмы и без дополнительной емкости, а T_i — период колебаний в контуре с плазмой и при подключении емкости C_i .

Подключение дополнительных калиброванных сопротивлений в контур приводило к изменению добротности колебаний Q_i , по которому можно было рассчитать сопротивление потерь, вносимых в контур плазмой $R_{\text{пот}}$, и сопротивление R_i , шунтирующее емкость обедненного слоя:

$$R_i \approx \frac{X_c^2}{R_{\text{пот}}}, \quad (147)$$

где X_c — емкостное сопротивление слоя на частоте колебаний контура.

В результате экспериментов было установлено, что индуктивность контура с плазмой мало отличается от индуктивности контура в отсутствие плазмы, поэтому индуктивностью плазмы можно пренебрегать и пользо-

ваться упрощенной схемой плазменного варактора (рис. 74, б). В таблице 19 представлены результаты измерений, проведенных в ксеноне, неоне и воздухе при различных давлениях и входных мощностях, вместе с результатами расчета емкости, выполненного по формулам

Таблица 19

Газ	Давление, тор	$P_{вх}$, вт	T_e , эв	n_1 , 10^{11} см^{-3}	C , пф	$C_{изм}$, пф
Воздух	0,085	19	4,7	14	210	180 ± 60
		29	4,1	17,5	210	160 ± 60
		42	4,3	19	200	140 ± 50
		57	5,2	20,4	200	120 ± 40
		75	5,8	23	190	110 ± 50
Ксенон	0,01	10	1,54	5,7	160	130 ± 40
		21	1,4	6,1	130	120 ± 30
		36	1,37	9,2	145	150 ± 30
		58	1,63	14	165	150 ± 30
	0,02	11	1,0	6,3	164	140 ± 30
		20	1,2	8	160	170 ± 40
		41	1,43	13,4	176	130 ± 30
		48	1,22	18,3	200	140 ± 50
Неон	1,0	29	3,4	2,6	95	100 ± 20
		49	5,2	4,5	110	110 ± 20
	2,0	32	2,6	4,0	130	140 ± 20
		47	3,0	5,0	125	120 ± 30

(96) и (97) для упрощенной модели. Результаты расчета и эксперимента удовлетворительно согласуются друг с другом.

§ 3. Вольтамперная характеристика варактора

Вольтамперная характеристика коаксиального плазменного варактора по постоянному току подробно описана в работе [40]. Было отмечено несколько характерных особенностей такой характеристики:

1) автоматически появляющееся напряжение холостого хода с минусом на центральном электроде, возрастающее с увеличением входной мощности.

2) участок с резким линейным изменением тока при изменении напряжения между электродами вблизи напряжения холостого хода,

3) два участка насыщения тока, на которых ток почти не зависит от напряжения. Ток насыщения при напряжении, большем напряжения холостого хода $U_{\text{хх}}$, значительно меньше тока насыщения при $U < U_{\text{хх}}$,

4) ток насыщения увеличивается с ростом входной мощности.

Для анализа вольтамперной характеристики рассмотрим два коаксиальных электрода, пространство между которыми заполнено плазмой. Коаксиальный плазменный варактор будем считать подключенным к обычному коаксиальному тракту. Поскольку электроды коаксиального варактора несимметричны, то электромагнитное СВЧ-поле сосредоточено вблизи одного из них, в то время как полем около другого можно пренебречь. Слой около центрального электрода, который в дальнейшем будем обозначать индексом 1, испытывает сильное воздействие со стороны СВЧ-поля и ведет себя как нелинейная емкость. Второй слой (величины, относящиеся к нему, будем отмечать индексом 2) не возмущается полем, поэтому изменение параметров варактора при воздействии электромагнитного излучения связано в основном с изменениями, происходящими в первом обедненном слое.

Как отмечалось выше, при действии между электродом и плазмой переменного напряжения амплитуды $\bar{U}$ электрод заряжается отрицательно до тех пор, пока постоянная составляющая напряжения между ним и плазмой не достигнет величины, близкой к $\bar{U} + U_{\text{хх}}$. Поскольку напряжение между вторым электродом и плазмой остается равным напряжению изолированного зонда $U_{\text{хх}}$, то напряжение между электродами плазменного варактора равно амплитуде переменного напряжения $\bar{U}$, если цепь между электродами разомкнута по постоянному току. Если электроды замкнуть через некоторое сопротивление R , то в образовавшейся цепи появится постоянный ток, величина которого, а также величина постоянного напряжения между электродами варактора будут функцией этого сопротивления. Изменяя сопротивление R , можно снять зависимость постоянного тока в цепи электродов от постоянного напряжения между ними.

Эту зависимость будем называть вольтамперной характеристикой плазменного варактора. При этом режимом короткого замыкания (КЗ) будет такой режим, когда $R=0$, $U=0$ и $I=I_{кз}$, а режимом холостого хода (ХХ) — такой режим, когда $R=\infty$, $U=U_{хх}$ и $I=0$.

Чтобы исследовать формирование вольтамперной характеристики, вычислим токи электронов и ионов на каждый электрод. Предположим вначале, что высокочастотное излучение отсутствует, и рассмотрим два металлических электрода, у которых площади контакта с плазмой равны S_1 и S_2 соответственно. Если к каждому из этих электродов приложить напряжения U_1 и U_2 относительно плазмы, то в цепи каждого из электродов потекут токи, плотности которых можно определить по обычной зондовой характеристике, причем полные токи на электродах не зависят от формы и пропорциональны их площади. Если при этом отрицательное напряжение на электроде по отношению к плазме превышает напряжение изолированного зонда $U_{пз}$, при котором токи ионов и электронов на электрод равны друг другу, то ток электронов стремится к нулю, а полный ток равен току насыщения ионов $I_{ин}$. Если же отрицательное напряжение U_1 становится меньше $U_{пз}$, происходит резкое возрастание электронного тока, который при напряжении, равном нулю, достигает тока насыщения $I_{ен}$, значительно превышающего ток насыщения ионов $I_{ин}$:

$$I_{ен} = I_{ин} \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (148)$$

где M_i — масса иона, m_e — масса электрона. При максвелловском распределении электронов по скоростям токи электронов на первый и второй электроды определяются выражениями

$$I_{e1,2} = I_{en1,2} \exp \left\{ -\frac{eU_{1,2}}{kT_e} \right\}. \quad (149)$$

Отношения токов насыщения на разные электроды определяются отношением площадей S_1 и S_2 их контактов с плазмой:

$$\frac{I_{en1}}{I_{en2}} = \frac{I_{in1}}{I_{in2}} = \frac{S_1}{S_2}. \quad (150)$$

Если между двумя электродами плазменного варактора приложено напряжение U , то напряжения между каждым из них и плазмой U_1 и U_2 удовлетворяют соотношению

$$U = U_1 - U_2,$$

а токи электронов и ионов

$$I_{en1} + I_{en2} = I_{i1} + I_{i2}. \quad (151)$$

Заменяя в (151) токи I_e и I_i их выражениями (149), получим

$$I_{en1} \exp \left\{ -\frac{eU_1}{kT_e} \right\} + I_{en2} \exp \left\{ -\frac{eU_2}{kT_e} \right\} = I_{n1} + I_{n2}. \quad (152)$$

Используя выражение (149) и соотношение (150), формулу (152) можно переписать следующим образом:

$$I_{in1,2} (1 + a_{1,2}) = I_{e1,2} \left(a_{1,2} + \exp \left\{ -\frac{eU}{kT_e} \right\} \right), \quad (153)$$

где

$$a_1 = \frac{S_1}{S_2}, \quad a_2 = \frac{S_2}{S_1}.$$

Если площади электродов равны ($S_1 = S_2$), то формула (153) дает обычную характеристику двойного симметричного зонда. Если же $S_1 \neq S_2$, то зондовая характеристика трансформируется в зависимости от величины a_1 (или a_2). В том случае, когда

$$a_2 \gg \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (154)$$

формула (153) дает характеристику $I_1(U)$ одиночного зонда, имеющего площадь S_1 (потенциал второго зонда, имеющего площадь S_2 , остается неизменным, равным потенциалу изолированного зонда при любом напряжении U).

В том случае, когда

$$1 \ll a_2 \ll \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (155)$$

формула (153) описывает зондовую характеристику, занимающую промежуточное положение между характеристикой двойного симметричного зонда и характеристикой

одиночного зонда. Вне зависимости от величины $a_{1,2}$ все характеристики проходят через начало координат $I=U=0$.

Высокочастотное напряжение, приложенное к электродам плазменного варактора, порождает отрицательное постоянное напряжение между первым электродом и плазмой, причем ток ионов на этот электрод равен току насыщения и не зависит от величины постоянного напряжения между электродами варактора.

Для электронного тока полное напряжение на первом электроде складывается из суммы постоянного и переменного напряжений, поскольку последнее действует только на электроны. Минимальное значение полного напряжения U_1 остается близким к напряжению изолированного зонда, хотя и происходит некоторое усреднение электронного тока за период колебаний.

В режиме КЗ постоянное напряжение между электродами равно нулю. Однако минимальное напряжение между первым электродом и плазмой не может стать существенно меньше напряжения изолированного зонда, так как в противном случае ток, текущий со второго электрода и близкий по величине к току насыщения

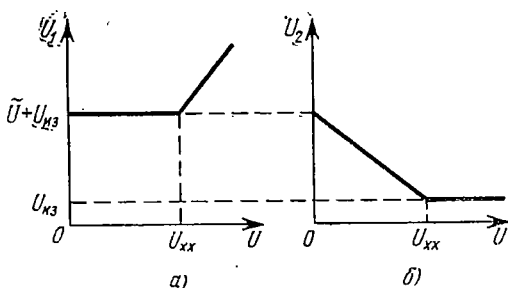


Рис. 75. Изменение постоянных составляющих напряжения между центральным электродом и плазмой U_1 и внешним электродом и плазмой U_2 в зависимости от постоянной составляющей напряжения U между электродами.

ионов $I_{и2}$, должен стать равным току, текущему на первый электрод и близкому по величине к току насыщения электронов $I_{ен2}$. Это невозможно, если выполняется неравенство (155), справедливое в большинстве случаев, так как $\sqrt{M_i/m_e} \sim 100$. В силу этого постоянная составляющая напряжения между первым электродом

и плазмой почти не меняется при изменении постоянного напряжения между электродами от нуля до U_{xx} . Полная картина изменения постоянных составляющих напряжений U_1 и U_2 в зависимости от U представлена на рис. 75.

Из приведенного рассмотрения следует, что с учетом действия высокочастотного излучения напряжение U в зондовой характеристике $I(U)$ следует отсчитывать от отрицательного уровня, равного постоянному напряжению, появляющемуся между электродами при действии высокочастотного напряжения, как это изображено на рис. 76.

Изучение процессов, связанных с попаданием электронов на центральный электрод коаксиального плазменного варактора, показывает, что эти процессы могут существенно изменить вид функции распределения электронов плазмы по скоростям, особенно в центральной

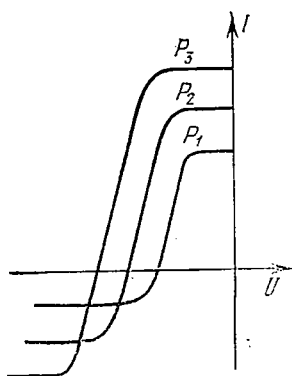


Рис. 76. Схематический вид вольт-амперных характеристик плазменного варактора при различных значениях входной мощности ($P_3 > P_2 > P_1$).

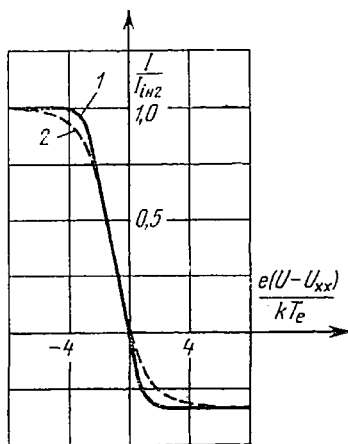


Рис. 77. Вольт-амперная характеристика плазменного варактора. 1 — экспериментальная кривая $P_{вх} = 40$ вт (ксенон, 0,02 тор), 2 — теоретическая кривая ($a_2 = 3$).

области разряда. Действительно, в процессе колебаний граница электронной компоненты плазмы при максимальном приближении к поверхности металлического

электрода касается этой поверхности «хвостом» своих самых энергичных электронов, удалившихся от нее на наибольшее расстояние и образующих при их поглощении электродом электронную часть тока на электрод. Это приводит к уменьшению числа электронов, имеющих скорости, превышающие среднюю тепловую. Поэтому максвелловское распределение электронов по скоростям в области больших скоростей искажается. Это обстоятельство сказывается на виде вольтамперной характеристики, у которой сокращается область плавного перехода от прямолинейного участка резкого изменения тока к участкам насыщения, как это показано на рис. 77.

На рис. 78 показаны типичные вольтамперные характеристики, снятые при различных уровнях мощности

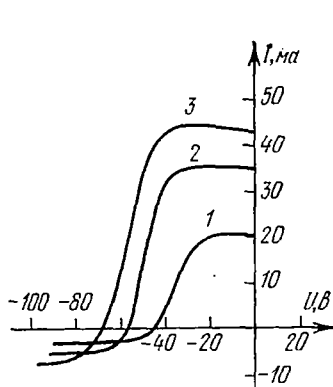


Рис. 78. Экспериментальные вольт-амперные характеристики плазменного варактора (при $a_2=10$, разряд в ксеноне при давлении $0,02 \text{ тор}$).
1 — $P_{\text{вх}} = 29 \text{ вт}$, 2 — $P_{\text{вх}} = 43 \text{ вт}$,
3 — $P_{\text{вх}} = 65 \text{ вт}$.

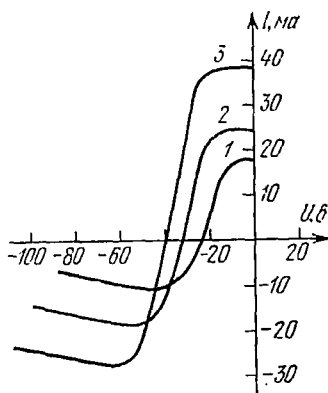


Рис. 79. Экспериментальные вольт-амперные характеристики плазменного варактора ($a_2=3,8$, разряд в ксеноне при давлении $0,02 \text{ тор}$).
1 — $P_{\text{вх}} = 23 \text{ вт}$, 2 — $P_{\text{вх}} = 38 \text{ вт}$,
3 — $P_{\text{вх}} = 48 \text{ вт}$.

СВЧ-излучения для ксенона при давлении $0,02 \text{ тор}$ и $a_2 \approx 10$. Как видно из рисунка, характеристики состоят из трех различных участков: участка с быстрым изменением тока (этот участок расположен вблизи напряжения $U_{\text{кк}}$) и двух участков насыщения с малым изменением тока (расположенных вдали от напряжения $U_{\text{кк}}$).

Токи насыщения I_{n1} в области напряжений, больших U_{xx} , и токи насыщения I_{n2} в области напряжений, меньших U_{xx} , заметно увеличиваются при увеличении входной мощности. То же самое наблюдается и для напряжения U_{xx} . Кроме того, ток насыщения I_{n2} значительно превосходит ток I_{n1} . Однако отношение этих токов существенно меньше отношения площадей $a_2 = S_2/S_1$. При уменьшении a_2 отношение I_{n2}/I_{n1} также уменьшается и при $a_2 = 3,8$, как видно из рис. 79, токи насыщения отличаются незначительно.

Как показал анализ вольтамперных характеристик, участки насыщения соответствуют токам насыщения ионов на разные электроды. Отношение токов насыщения равно отношению площадей электродов, если концентрация плазмы постоянна по поперечному сечению варактора. Однако в случае коаксиального варактора концентрация плазмы существенно неоднородна вследствие преимущественного расположения источников ионизации вблизи центрального электрода. Поэтому отношение токов насыщения в коаксиальном варакторе должно быть пропорционально отношению концентраций n_1 и n_2 около внутреннего и внешнего электродов соответственно

$$a_1 = \frac{I_{n1}}{I_{n2}} = \frac{n_1}{n_2} \frac{S_1}{S_2} = \frac{n_1}{n_2} a_1, \quad a'_2 = \frac{I_{n2}}{I_{n1}} = \frac{n_2}{n_1} \frac{S_2}{S_1} = \frac{n_2}{n_1} a_2. \quad (156)$$

Поскольку обычно $n_1 > n_2$, то $a'_1 > a_1$, а $a'_2 < a_2$, что и наблюдается в эксперименте.

Используя уравнение вольтамперной характеристики (153) и переписывая его в виде

$$I = I_{inl,2} \frac{\exp \left\{ \frac{eU}{kT_e} \right\} - 1}{\exp \left\{ \frac{eU}{kT_e} \right\} + a'_{1,2}}, \quad (157)$$

можно видеть, что по ней можно определить следующие параметры плазмы: n_1 — концентрацию около центрального электрода, n_2 — концентрацию около внешнего электрода, T_e — электронную температуру плазмы, которую мы будем считать не зависящей от расстояния до

электродов. Для определения электронной температуры T_e вычислим производную вольтамперной характеристики в точке $U=0$:

$$\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=0} = \frac{e}{kT_e} \frac{I_{in1,2}}{a'_{1,2} + 1}, \quad (158)$$

откуда для температуры электронов получим

$$T_e = \frac{I_{in1,2}}{a'_{1,2} + 1} \left(\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=0} \right)^{-1}, \quad (159)$$

где T_e измеряется в электронвольтах, а U — в вольтах.

Зная T_e , можно определить концентрации плазмы вблизи поверхности центрального n_1 и внешнего электродов n_2 . Для этого выразим токи насыщения ионов через параметры плазмы и площади электродов [106]

$$I_{in1,2} = 0,4 S_{1,2} n_{1,2} e \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}, \quad (160)$$

откуда

$$n_{1,2} = \frac{I_{in1,2}}{0,4 S_{1,2} e} \sqrt{\frac{M_i}{2kT_e}}. \quad (161)$$

Для ксенона, например, будем иметь

$$n_{1,2} = 1,28 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{1}{T_e} \frac{I_{in1,2}}{S_{1,2}}}, \quad (162)$$

где $I_{in1,2}$ измеряется в $ма$, $S_{1,2}$ — в $см^2$ и T_e — в $эв$.

Исследование вольтамперных характеристик плазменного варактора дает возможность определить концентрацию плазмы около внутреннего и внешнего электродов и температуру электронов плазмы, а затем рассчитать параметры варактора по формулам (106) и (137). Именно по этой методике была рассчитана емкость C , представленная в таблице 19. Пользуясь вольтамперными характеристиками, можно определить и амплитуду переменного напряжения по известному U_{xx} .

§ 4. Влияние постоянного напряжения на параметры варактора

Постоянная составляющая напряжения между электродами плазменного варактора существенно влияет на параметры варактора, в частности на его среднюю емкость и шунтирующее сопротивление. Хотя ни в одной из работ по плазменным умножителям не было проведено подробного исследования роли постоянного напряжения, в ряде работ авторы использовали дополнительный источник, изменяющий это напряжение [13, 39, 93].

В § 3 указывалось, что при изменении напряжения U_{12} от нуля до U_{xx} напряжение U_1 между центральным электродом коаксиального плазменного варактора и плазмой почти не меняется. Следовательно, согласно формулам (106) и (140) не должны меняться ни емкость, ни сопротивление слоя около центрального электрода. Слой около внешнего электрода при этом увеличивает свою емкость от минимального до максимального значения, в то время как его сопротивление уменьшается. Если площадь внешнего электрода недостаточно велика, такое изменение параметров внешнего слоя может повлечь за собой изменение параметров всего варактора, средняя емкость которого возрастает, а сопротивление уменьшается на величину, равную сопротивлению слоя около внешнего электрода. При увеличении постоянной составляющей напряжения U_{12} сверх U_{xx} напряжение U_1 увеличивается, емкость слоя уменьшается, а его сопротивление экспоненциально возрастает.

Были измерены средние емкость и сопротивление варактора в зависимости от величины постоянной составляющей напряжения между электродами. Измерения проводились для неона и ксенона при различных давлениях. На рис. 80 изображены графики зависимости емкости и сопротивления варактора от напряжения между электродами при входной мощности 30 вт, снятые для неона при давлении 1 и 2 тор и состоящие из двух характерных участков: участка медленного изменения емкости и сопротивления и участка резкого уменьшения емкости и увеличения сопротивления. Увеличение давления газа приводит к уменьшению

емкости и сопротивления в области напряжений от нуля до U_{xx} и к обратному эффекту вне этой области, где сопротивление возрастает быстрее при большем давлении газа.

Напряжение U_{xx} для давления 1 тор составляет 26 в, а для 2 тор — 22,5 в. Согласно формуле (106) такое

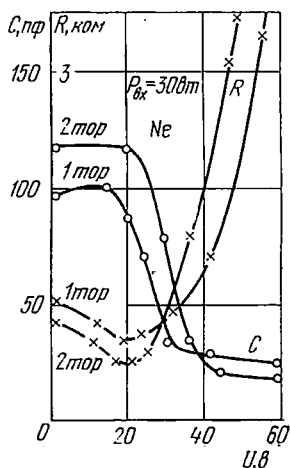


Рис. 80. Зависимость средних значений емкости и сопротивления плазменного варактора от постоянной составляющей напряжения между электродами.

изменение U_{xx} должно привести к увеличению средней емкости только на 7%, фактическое же изменение емкости составило 27%. Такое изменение емкости может свидетельствовать об изменении концентрации плазмы, которая, как показал анализ вольтамперных характеристик плазменного варактора, увеличивалась от $2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов при этом уменьшалась с 3,4 эв до 2,6 эв.

Изменение R и C при уменьшении U от U_{xx} до нуля соответствует максимальному сопротивлению внешнего слоя $R_2 = 200—300 \text{ ом}$ и минимальной емкости $C_2 \approx 1000 \text{ пф}$. Увеличение концентрации при увеличении давления, как видно из формулы (137), приводит к уменьшению сопротивления слоя за счет увеличения тока насыщения ионов на центральный электрод, пропорционального концентрации плазмы.

Рассмотрим теперь область напряжений, больших U_{xx} , где происходят резкие изменения параметров слоя. При этом изменяется напряжение между центральным электродом и плазмой, а напряжение между внешним электродом и плазмой остается практически неизменным и близким к напряжению изолированного зонда. Емкость слоя в этой области должна уменьшаться, как это следует из формулы (106), обратно пропорционально корню из напряжения, а сопротивление согласно формуле (140) должно экспоненциально увеличиваться

с показателем, обратно пропорциональным T_e . Действительно, как видно из рис. 80, при $U > U_{xx}$ наблюдается уменьшение емкости и увеличение сопротивления слоя. Вычисленные величины емкости слоя при этом хорошо согласуются с измеренными, а вычисленные сопротивления отличаются от измеренных.

Объяснить это обстоятельство можно следующим образом. Принятая для расчета емкости упрощенная модель, в которой граница слоя считалась резкой, соответствует немаксвелловскому распределению электронов по скоростям. По-видимому, такое распределение оказывается более удовлетворительным для данных условий эксперимента, нежели модель с максвелловским распределением, применявшаяся для расчета сопротивления слоя. При изменении среднего напряжения распределение электронов по скоростям постоянно меняется, поэтому точно решить задачу об определении параметров слоя при напряжениях больших U_{xx} не представляется возможным, хотя формулы (106) и (140) качественно правильно описывают поведение параметров.

При одном и том же давлении исследуемого газа увеличение мощности на входе приводит обычно к увеличению и концентрации, и температуры электронов в плазме СВЧ-разряда. Кроме того, разряд в более тяжелом инертном газе с меньшим потенциалом ионизации характеризуется меньшей температурой электронов и большей концентрацией. Для сравнения на рис. 81 приведены зависимости емкости и сопротивления слоя от постоянного напряжения для неона и ксенона, снятые при значении входной мощности, равной 50 вт. Различия между этими зависимостями объясняются тем, что при одной и той же входной

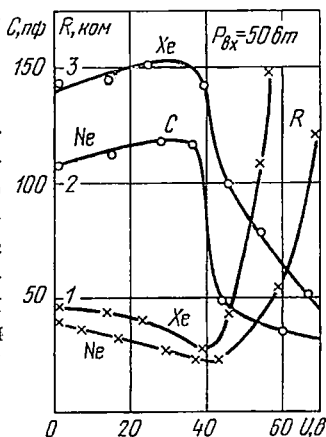


Рис. 81. Зависимость средних значений емкости и сопротивления плазменного варактора от постоянного составляющей напряжения между электродами при разряде в различных газах.

мощности плазма разряда в ксеноне имеет меньшую температуру электронов и большую концентрацию.

Изменение величины постоянного напряжения между электродами является одним из возможных способов воздействия на диссипативные характеристики плазменного варактора. На рис. 82 изображена зависимость поглощенной мощности от величины этого напряжения для

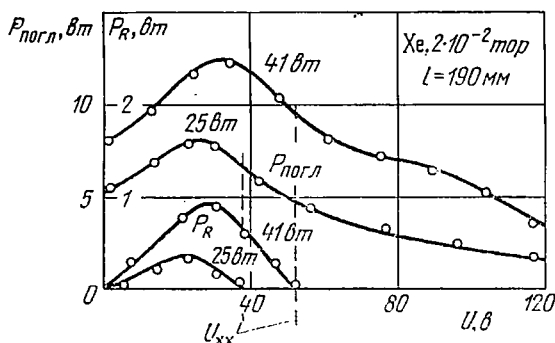


Рис. 82. Зависимость мощности $P_{\text{погл}}$, поглощенной в плазменном варакторе и мощности P_R , выделяющейся на сопротивлении R , от величины постоянного составляющей напряжения между электродами при различных значениях входной мощности (25 и 41 Вт).

двух значений входной мощности (25 и 41 Вт), полученная с разрядной камерой коаксиального плазменного варактора длиной $l = 190$ мм, заполненной ксеноном при давлении 0,02 тор. Из этого рисунка видно, что максимум поглощенной мощности соответствует напряжению, лежащему между нулем и $U_{\text{хх}}$, а при увеличении напряжения до 120 В поглощенная мощность уменьшается более чем в пять раз.

Таким образом, изменяя постоянное напряжение между электродами, можно в широких пределах изменять мощность потерь в плазменном варакторе.

На рис. 82 показано также, как изменяется мощность постоянного тока P_R , выделяющаяся на сопротивлении R , включенном в цепи электродов плазменного варактора. Сопоставление этих двух зависимостей дает

основание предположить, что максимум мощности потерь связан с протеканием через варактор максимального постоянного тока, поскольку форма и положение максимумов обеих кривых почти совпадают. Уменьшение мощности потерь при увеличении U_{12} сверх U_{xx} можно объяснить увеличением объема слоя, свободного от электронов (поглощение СВЧ-мощности является результатом столкновений электронов, подвергающихся воздействию СВЧ-поля, с нейтральными атомами).

Заметим, что уменьшение $P_{\text{полн}}$ при увеличении напряжения до 100 в (при входной мощности 41 вт) сопровождалось уменьшением интенсивности свечения плазмы вблизи центрального электрода и было связано, вероятно, с уменьшением концентрации плазмы СВЧ-разряда, обусловленным перемещением границы электронной компоненты от поверхности центрального электрода в область меньших напряженностей СВЧ-поля.

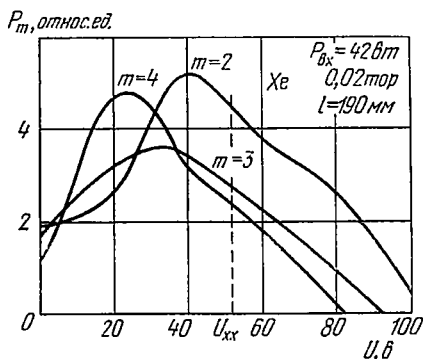


Рис. 83. Зависимость мощности второй, третьей и четвертой гармоник (в относительных единицах) от величины постоянной составляющей напряжения между электродами.

Поскольку многие закономерности формирования СВЧ-разряда еще недостаточно изучены, мы не делаем попыток объяснить причины подобного резкого изменения концентрации плазмы.

Для изучения влияния постоянного напряжения на нелинейные свойства плазменного варактора на выходе варактора устанавливалась согласованная нагрузка,

перед которой помещался направленный ответвитель. Сигнал с выхода ответвителя подавался на вход резонансного приемника, позволяющего измерять сигналы на первых четырех гармониках частоты 400 Мгц. На рис. 83 изображены зависимости мощности второй, третьей и четвертой гармоник от величины постоянной составляющей напряжения между электродами плазменного варактора,

Уменьшение напряжения U , как это следует из рис. 73 и рис. 75, должно приводить к увеличению нелинейности, так как при $U_1 \rightarrow \bar{U}$ параметр $A \rightarrow 1$. Из рис. 73 также следует, что с увеличением номера гармоники уменьшается разница напряжений U_1 и $\bar{U}$, соответствующая области резкого возрастания тока гармоники. Эта закономерность подтверждается при анализе графиков, приведенных на рис. 83. Некоторое уменьшение мощности гармоник при $U_{12} \rightarrow 0$ связано, вероятно, с влиянием параметров слоя около внешнего электрода, так как именно при таких напряжениях его емкость минимальна, а сопротивление максимально.

§ 5. Влияние рода газа на параметры варактора

Поскольку мощность, поглощенная внутри плазменного варактора при прохождении через него высокочастотного излучения, является очень важной характеристикой, определяющей его использование в умножителях частоты, мы приведем в этом параграфе результаты исследования зависимости мощности потерь от рода и давления газа, заполняющего разрядную камеру. Эксперименты были выполнены для шести различных газов — ксенона, криптона, аргона, неона, гелия и воздуха при мощности излучения на входе варактора, изменявшейся в пределах от нескольких ватт до 130 вт в непрерывном режиме.

Поглощенная и идущая на образование плазмы мощность должна увеличиваться с увеличением потенциала ионизации газа и при увеличении частоты столкновений. Следовательно, увеличение давления газа должно приводить к увеличению поглощенной мощности, так же как и переход на более легкий инертный газ, обладающий более высоким потенциалом ионизации.

Если при увеличении входной мощности или при увеличении давления газа амплитуда колебаний электронов достигает величины, равной длине свободного пробега, то резко возрастает частота столкновений электронов и увеличивается мощность потерь. Одновременно должны возрасти концентрация и температура электронов плазмы. Поведение параметров плазмы и поглощенной в варакторе мощности существенно разное для случая больших и малых давлений. Например, у ксенона при давлении 0,01 *тор* наблюдается монотонное увеличение мощности потерь с увеличением входной мощности, при этом концентрация тоже монотонно возрастает, а температура электронов меняется мало, испытывая небольшие колебания около значения, близкого к 1,5 эв.

При повышении давления характер зависимостей меняется: появляется область резкого изменения параметров. При давлении ксенона 0,02 *тор* при амплитуде переменного напряжения около 50 в монотонное изменение заменяется резким возрастанием поглощенной мощности, концентрации и температуры электронов плазмы, а при давлении 0,03 *тор* такой скачок имеет место уже при напряжении около 30 в. После скачка концентрация и температура плазмы намного превышают соответствующие значения параметров для малых давлений. Поглощенная мощность после скачка почти вдвое превышает поглощенную мощность при малых давлениях.

Аналогичный характер кривых наблюдался и для других инертных газов, причем скачки происходили при давлениях и амплитудах переменного напряжения, приведенных в таблице 20.

В случае воздуха также имеется область монотонного изменения мощности, поглощаемой плазмой, причем напряжение, при котором происходит это изменение, уменьшается с увеличением давления. Однако при скачке наблюдается замедление роста и даже уменьшение поглощаемой мощности. Характер изменения температуры и концентрации плазмы волнообразный, что говорит, вероятно, о малости давления (0,01—0,05 *тор*) и малости амплитуды колебаний по сравнению с длиной свободного пробега. Вследствие малости потенциала ионизации

разряд в воздухе возникал и поддерживался так же легко, как и в ксеноне, в отличие от других более легких инертных газов.

Объяснение подобного хода зависимостей можно дать, если учесть различие сечений столкновений и потенциа-

Таблица 20

Газ	Давление, тор	Напряжение, в
Криптон	0,05	60—70
Аргон	0,05	70—80
Неон	2,20	Скачок не наблюдался
Гелий	11,00	60
Гелий	16,00	60
Гелий	20,00	30

лов ионизации разных газов. Чем легче газ, тем меньше его сечение столкновений и тем больше потенциал ионизации. В связи с этим для более легких газов длина свободного пробега становится сравнимой с амплитудой колебаний электронов при больших давлениях и напряжениях.

Таким образом, находят объяснения факты скачкообразного изменения мощности гармоники и напряжения холостого хода, приведенные в работе [37]. Становится понятным также появление эффекта насыщения мощности гармоники при увеличении входной мощности, отмечаемого рядом авторов. Этот эффект связан со значительным возрастанием мощности потерь при выполнении условий, указанных выше.

Избежать появления этого нежелательного эффекта можно путем уменьшения давления газа. Однако при уменьшении давления газа и уменьшения частоты столкновений электронов резко уменьшается концентрация плазмы СВЧ-разряда, что может привести к разрушению плазменного варактора, когда концентрация плазмы приблизится к критической для данной частоты гармоники. Поэтому для плазменных умножителей частоты этот способ применим, если они работают в режиме больших входных мощностей и не очень высоких частот гармоник. Например, в умножителе на гармонику 800 Мгц ($n_{кр} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) при входной мощности до 130 вт и разряде в ксеноне при давлении 0,01 тор явления насыщения не наблюдалось, и при увеличении входной мощности эффективность преобразования асимптотически стремилась к значению, близкому к 40% [109].

Сравнение поглощенной мощности для различных газов (рис. 84), показывает, что при любом значении мощности на входе варактора поглощенная мощность существенно выше у легких газов, чем у тяжелых. Наименьшая поглощенная мощность наблюдается при заполнении разрядной камеры ксеноном, где она составляет около 23% от падающей мощности, когда длина плазменного варактора близка к 40 см, что соответствует затуханию 2 дБ/м.

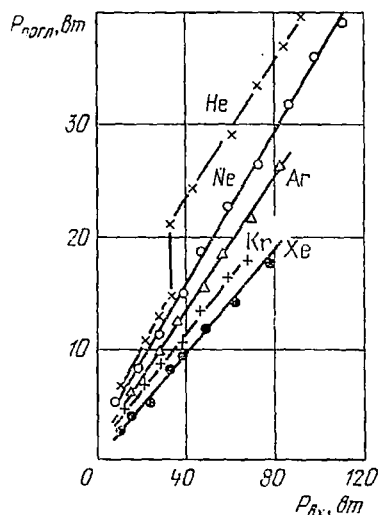


Рис. 84. Мощность, поглощенная плазменным варактором, в зависимости от входной мощности для различных газов.

составляет около 23% от падающей мощности, когда длина плазменного варактора близка к 40 см, что соответствует затуханию 2 дБ/м.

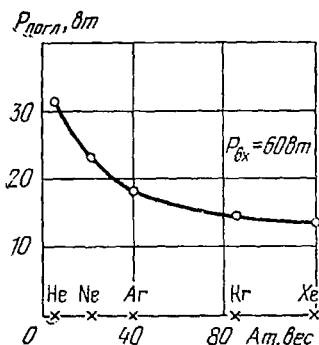


Рис. 85. Влияние рода газа на величину мощности, поглощаемой плазменным варактором.

На рис. 85 показана зависимость поглощенной мощности от атомного веса газа при входной мощности около 60 Вт в непрерывном режиме. Хорошо заметно возрастание потерь с уменьшением атомного веса: потери составляют 23% для ксенона, 27% для криптона, 30% для аргона, 38% для неона, а для гелия превышают 50%, т. е. в случае гелия более половины падающей мощности тратится на нагрев и поддержание плазмы определенной концентрации.

Заметим, что вследствие более высокого потенциала ионизации легких газов при той же входной мощности концентрация плазмы у легких газов получается

ниже, а температура электронов выше, чем у тяжелых. Следовательно, для создания плазмы с одинаковой концентрацией требуется значительно бóльшая мощность СВЧ-излучения для легких газов, чем для тяжелых. По этой причине наиболее выгодным с точки зрения потерь является наполнение разрядной камеры самым тяжелым инертным газом — ксеноном.

Приведенные выше соображения справедливы, если плазма в разряде формируется входным СВЧ-излучением. Такой способ создания плазмы наиболее прост и удобен, поскольку не требует применения дополнительных устройств, однако он не всегда позволяет получить плазму с необходимой концентрацией. Особенно это оказывается существенным при конструировании плазменных умножителей для генерации гармоник в миллиметровом диапазоне, когда концентрация плазмы должна превосходить 10^{13} — 10^{14} см⁻³. Отсутствие достаточно мощных (свыше 100 вт) и доступных непрерывных генераторов, первые гармоники которых лежат в миллиметровом диапазоне, заставляет при конструировании плазменных умножителей этого диапазона принимать специальные меры, обеспечивающие максимальное значение концентрации: 1) применять системы, дающие наибольшую напряженность электрического СВЧ-поля (например, штыревые конструкции); 2) максимально уменьшать объем разряда для увеличения удельной мощности, вводимой в плазму, 3) работать при максимальном давлении наполняющего газа в режиме, когда длина свободного пробега равна или даже меньше амплитуды колебаний электронов, 4) рассогласовывать систему для обеспечения устойчивого горения разряда и другие меры.

Такого рода меры, обеспечивающие максимальную концентрацию плазмы в разряде, приводят к сравнительно низким значениям эффективности преобразования в миллиметровом диапазоне, поскольку условия настройки системы на максимальную концентрацию и максимальную эффективность преобразования в гармонику обычно не совпадают. В связи с этим возникает необходимость применения посторонних источников, создающих плазму с высокой концентрацией. Первые попытки в этом направлении [89—94, 38, 39] дали обнадеживаю-

щие результаты. Например, в работе [89] была получена генерация гармоник на частоте 1000 Гц, а в работе [39] при входной мощности 0,4 Вт обеспечивалась эффективность преобразования второй гармоники 31,7%.

На наш взгляд, наиболее перспективным является использование в плазменных умножителях термической цезиевой плазмы высокой концентрации с большой степенью ионизации и достаточно малой температурой электронов. Использование паров цезия низкого давления может обеспечить малые потери при работе в режиме высоких входных мощностей. Однако применение цезия сопровождается значительными трудностями конструктивного характера, поскольку, в отличие от инертных газов, цезий достаточно агрессивен. Перспективным может оказаться также использование разряда в парах ртути, или в парах щелочных металлов при низком давлении.

§ 6. Влияние размеров варактора на эффективность преобразования

Поскольку эффективность преобразования плазменного умножителя частоты не достигает 100%, т. е. часть мощности излучения на основной частоте поглощается в плазменном варакторе, то при малых размерах и высоком уровне входной мощности варактор может разрушиться из-за значительного количества энергии, которую ему приходится рассеивать. Разрушение может произойти за счет перегрева и испарения металлических электродов [19] или деформации герметизирующих соединений. Для уменьшения мощности, рассеиваемой единицей площади варактора, приходится увеличивать его размеры, в частности длину. При размерах варактора, сравнимых с длиной волны генерируемой гармоники, нелинейная емкость, описанная выше, представляет собой распределенный генератор и вклады различных участков варактора зависят от фазы приходящего в данную точку излучения гармоники.

Если на отрезке коаксиальной линии от 0 до l непрерывно и равномерно размещены генераторы частоты $m\omega$ с плотностью ρ на единицу длины, то результирующее

поле в точке x линии в момент времени t определяется выражением

$$E(x, t) = \int_0^l \rho E(\alpha) \sin(m\omega t + kx - k\alpha) d\alpha, \quad (163)$$

где $E(\alpha)$ — амплитуды полей, генерируемых различными генераторами, расположенными в точках $x=\alpha$ коаксиальной линии (затухание в линии не учитывается), $k=2\pi/\lambda_r$ — волновое число гармоники (λ_r — длина волны гармоники). Если

$$E(\alpha) = E = \text{const},$$

то

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \rho E \int_0^l \sin(m\omega t + kx - k\alpha) d\alpha = \\ &= \frac{2\rho E}{k} \sin\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2}\right) \sin \frac{kl}{2}. \end{aligned} \quad (164)$$

Излучение от такого источника распространяется как в сторону положительных значений x , так и в обратную сторону, причем полезной является только та часть мощности излучения на частоте гармоники, которая распространяется по направлению к нагрузке, например в сторону положительных значений x . Излучение же гармоники, распространяющееся в обратную сторону, попадает в генератор основной частоты и частично поглощается в нем, а частично отражается обратно в тракт. Мы будем полагать, что излучение гармоники, распространяющееся в сторону генератора основной частоты, отражается без потерь с помощью некоторого элемента обратно по направлению к нагрузке.

Предположим, что отражающий элемент, настроенный на частоту гармоники и не влияющий на распространение основной частоты, расположен в точке тракта с координатой $x=-b$. В точке отражения, если она является точкой короткого замыкания, $E=0$ и волна при отражении меняет фазу на противоположную, а амплитуды падающей и отраженной волн в случае идеального отражения равны. Поэтому результирующее поле

при $x > l$ можно записать так:

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \frac{2\rho E}{k} \sin\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2}\right) \sin \frac{kl}{2} + \\ &+ \frac{2\rho E}{k} \sin\left(m\omega t - kx - \frac{kl}{2} + 2kb\right) \sin \frac{kl}{2} = \\ &= \frac{4\rho E}{k} \sin \frac{kl}{2} \sin kb \cos\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2} - kb\right). \end{aligned} \quad (165)$$

Если принять $l + b = c$, то (165) можно переписать в виде

$$E(x, t) = \frac{4\rho E}{k} \sin \frac{kl}{2} \sin(kc - kl) \cos\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2} - kb\right). \quad (166)$$

При $c = n \frac{\lambda_r}{4}$ результирующее поле определяется выражениями

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \\ &= \frac{4\rho E}{k} \sin \frac{kl}{2} \cos kl (-1)^{\frac{n-1}{2}} \cos\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2} - kb\right) \end{aligned} \quad (167)$$

для нечетного n и

$$E(x, t) = \frac{4\rho E}{k} \sin \frac{kl}{2} \sin kl (-1)^{\frac{n}{2}} \cos\left(m\omega t + kx - \frac{kl}{2} - kb\right) \quad (168)$$

для четного n .

Графики функций $\sin \frac{kl}{2} \cos kl$ и $\sin \frac{kl}{2} \sin kl$ изображены на рис. 86 под номерами 1 и 2 соответственно. Кроме того, на рисунке изображены: под номером 3 график функции $\sin \frac{kl}{2} \cos(kl + \pi/8)$, а под номером 4 график поля $E(x, t)$, рассчитанного без учета отражения в точке $x = -b$. Из рисунка видно, что в отсутствие волны, отраженной от генератора, имеет место один максимум поля $E(x, t)$ в точке $l = \lambda_r/2$. При наличии отраженной волны получается распределение с двумя максимумами, если n — нечетное, или распределение с тремя максимумами, если n — четное.

При произвольном c амплитуда напряженности поля пропорциональна величине $\sin \frac{kl}{2} \cos(kl + \varphi)$, а число

максимумов и их положение меняются в зависимости от величины φ . Положения максимумов и относительные амплитуды поля в максимумах при $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ лежат в следующих интервалах:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\lambda_r}{7} \leq l_1 \leq \frac{\lambda_r}{3}, \quad \frac{\lambda_r}{2} \leq l_2 \leq \frac{2}{3} \lambda_r, \quad \frac{6}{7} \lambda_r \leq l_3 \leq \lambda_r, \\ 0,27 \leq B_1 \leq 0,77, \quad 1 \geq B_2 \geq 0,77, \quad 0,27 \geq B_3 \geq 0, \end{aligned} \right\} \quad (169)$$

где l_1, l_2, l_3 и B_1, B_2, B_3 — положения и относительные амплитуды первого, второго и третьего максимумов соответственно (амплитуды нормированы на $\pi/\rho\lambda_r E$).

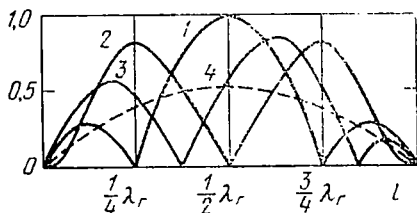


Рис. 86. Влияние длины плазменного варактора на амплитуду поля гармоники без учета распределения поля основной частоты по длине варактора.

Если плазменный варактор используется для умножения частоты на вторую гармонику и размеры варактора сравнимы с длиной волны гармоники, то они сравнимы и с длиной волны входного генератора. В этом

случае при расчетах необходимо учитывать различие амплитуд поля гармоники, генерируемой отдельными участками плазменного варактора. Для наилучшего использования поля основной частоты положение варактора в линии должно подбираться так, чтобы максимум поля находился в центре варактора (рис. 54), т. е. в точке с координатой $x = l/2$. В этом случае

$$E(\alpha) = E \sin \frac{k}{2} \left(\alpha - \frac{l}{2} + \frac{\lambda_r}{2} \right), \quad (170)$$

а поле в любой точке линии при $x > l$ можно определить выражением

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \int \rho E \sin \frac{k}{2} \left(\alpha - \frac{l}{2} + \frac{\lambda_r}{2} \right) \sin(m\omega t + kx - k\alpha) d\alpha = \\ &= 2 \frac{\rho E}{k} \frac{\sqrt{5}}{3} Y(kl) \sin(m\omega t + kx + \varphi), \end{aligned} \quad (171)$$

где

$$Y(kl) = \sqrt{1 - 0,6 \cos kl - 0,3 \cos \frac{kl}{2} - 0,1 \cos \frac{3}{2} kl},$$

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{\cos \frac{3}{4} kl - \cos \frac{1}{4} kl + \frac{1}{3} \cos \frac{5}{4} kl - \frac{1}{3} \cos \frac{1}{4} kl}{\sin \frac{3}{4} kl - \sin \frac{1}{4} kl + \frac{1}{3} \sin \frac{5}{4} kl + \frac{1}{3} \sin \frac{1}{4} kl}.$$
(172)

График функции $Y(kl)$ изображен на рис. 87 под номером 3. На том же рисунке изображены зависимости амплитуды поля от длины варактора при наличии отражения в точке $x = -b$, когда $l + b = \frac{1}{4} n \lambda_r$ и n — нечетное

(1) или n — четное (2). Как видно из рис. 87, учет распределения поля основной частоты вдоль варактора мало меняет вид функции $E(l)$, за исключением случая, когда длина варактора равна длине волны гармоники. Амплитуда поля E гармоники при таком значении l равна нулю, если распределение поля основной частоты не учитывается, и существенно отлична от нуля при учете распределения поля основной частоты.

Из рис. 87 также видно, что оптимальной геометрией плазменного варактора является такая, при которой его длина равна половине длины волны гармоники, а отражающий элемент помещен на расстоянии, равном нечетному числу $\frac{1}{4} \lambda_r$ от выхода варактора. Небольшие отклонения от последнего условия мало сказываются на величине амплитуды поля E , если размер варактора подбирается оптимальным. Если же размер равен $\frac{1}{2} \lambda_r$,

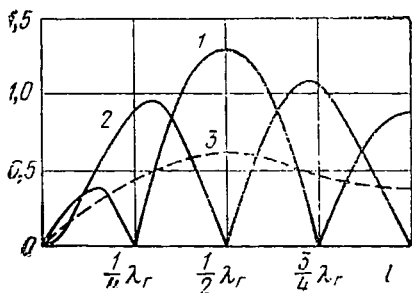


Рис. 87. Влияние длины плазменного варактора на амплитуду поля гармоники при учете распределения поля основной частоты по длине варактора.

но отражающий элемент сдвинут относительно оптимального положения на расстояние $\pm \frac{1}{8} \lambda_r$, то величина поля E уменьшается на 30%. При сдвиге на $\pm \frac{1}{4} \lambda_r$ амплитуда поля E уменьшается до нуля.

Для оценки влияния длины варактора на эффективность преобразования различных гармоник были поставлены эксперименты в дециметровом и сантиметровом диапазонах с различными плазменными варакторами, длина которых менялась в широких пределах. На рис. 88 изображена зависимость относительной мощности второй гармоники в выходном излучении плазменного варактора от длины варактора (дециметровый диапазон). На кривой отчетливо видны два максимума, один из которых соответствует длине варактора, близкой к половине длины волны гармоники в свободном пространстве, а другой — длине, близкой к четверти длины волны гармоники. Это подтверждает справедливость приведенных выше рассуждений о том, что оптимальная длина варактора должна соответствовать наилучшим фазовым соотношениям между излучением гармоники различными участками варактора. Появление второго максимума объясняется наличием в тракте режекторного фильтра, отражающего вторую гармонику (режекторный фильтр был установлен между генератором входной частоты и входом плазменного варактора, как это изображено на рис. 5).

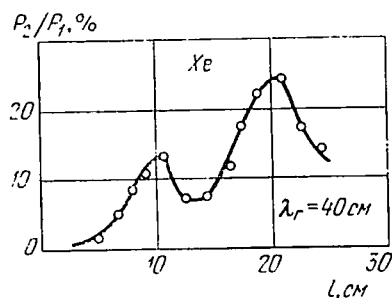


Рис. 88. Относительная мощность второй гармоники в выходном излучении плазменного варактора в зависимости от его длины.

Заметим, что близость оптимальных размеров варактора к половине и четверти длины волны гармоники в свободном пространстве показывает, что длина волны гармоники, распространяющейся внутри варактора, мало отличается от длины волны в свободном пространстве.

Это говорит о малом количестве электронов, присутствующих в поле электромагнитной волны.

Неравномерность распределения поля основной частоты, сказывающаяся при таких размерах варактора, немного изменяет соотношение между амплитудами максимумов. Полная картина зависимости мощности второй гармоники от длины варактора близка к зависимости, описываемой формулой (166) при

$$kc = 2\pi n + \frac{\pi}{8}. \quad (173)$$

На рис. 89 представлена зависимость относительной мощности третьей гармоники в выходном излучении плазменного варактора. Здесь также наблюдается максимум вблизи половины длины волны третьей гармоники и слабый всплеск вблизи четверти длины волны вследствие частичного отражения третьей гармоники от режекторного фильтра второй гармоники. Кроме того, наблюдается максимум около половины длины второй гар-

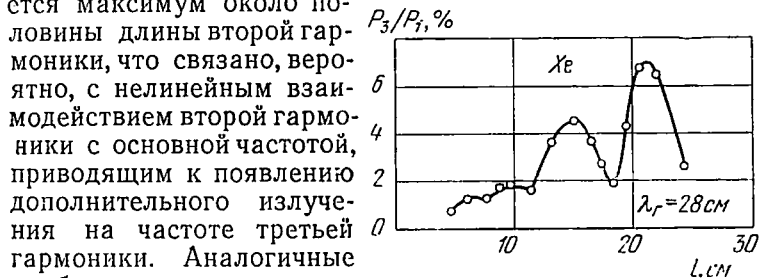


Рис. 89. Относительная мощность третьей гармоники в выходном излучении плазменного варактора в зависимости от его длины.

монике, что связано, вероятно, с нелинейным взаимодействием второй гармоники с основной частотой, приводящим к появлению дополнительного излучения на частоте третьей гармоники. Аналогичные комбинационные максимумы имеются для четвертой и пятой гармоник. Таким образом, проведенный эксперимент в полном согласии с приведенным выше расчетом подтвердил, что для наилучшего использования нелинейности коаксиального плазменного варактора, его длину следует выбирать равной половине длины волны соответствующей гармоники.

Было исследовано также влияние диаметра центрального электрода коаксиального плазменного варактора на эффективность преобразования второй гармоники.

Оказалось, что при уменьшении диаметра с 3 мм до 2 мм эффективность преобразования увеличилась почти в два раза [37], однако дальнейшее уменьшение диаметра значительно слабее сказывалось на изменении эффективности преобразования: при уменьшении диаметра с 2 мм до 1 мм эффективность увеличилась только на 2%.

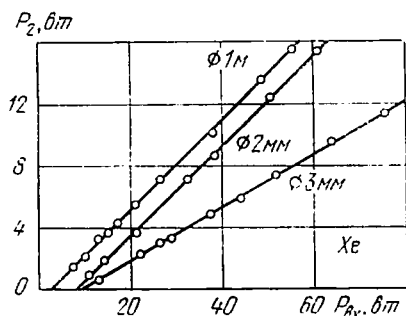


Рис. 90. Зависимость мощности второй гармоники на выходе плазменного умножителя от входной мощности при различных диаметрах центрального электрода плазменного варактора.

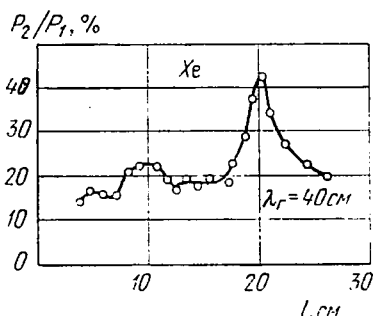


Рис. 91. Зависимость эффективности преобразования плазменного умножителя на вторую гармонику от длины плазменного варактора.

Это обстоятельство можно объяснить тем, что вначале, при уменьшении диаметра электрода с 3 мм до 2 мм, существенно уменьшились потери на проводимость варактора за счет уменьшения площади электрода. Модуляция емкости при этом увеличилась, поскольку увеличилась напряженность электрического поля вблизи более тонкого центрального электрода. При дальнейшем уменьшении диаметра электрода (особенно после того, как его диаметр стал соизмерим с толщиной обедненного слоя) увеличение модуляции емкости замедлилось, но начали расти потери СВЧ-излучения в самом металлическом электроде.

Характерные зависимости мощности гармоники от диаметра центрального электрода изображены на рис. 90, где цифрами обозначен диаметр электрода. Характеристики сняты в ксеноне при давлении, близком к

оптимальному. Измерения в других газах показали аналогичный характер поведения зависимостей.

Зависимость эффективности преобразования для второй гармоники от длины варактора для ксенона представлена на рис. 91. Как и на рис. 88, имеется, значительное увеличение мощности гармоники, когда длина варактора близка к половине и четверти длины волны гармоники в свободном пространстве.

Столь же резкое увеличение эффективности преобразования было обнаружено и в десятисантиметровом умножителе на четвертую гармонику, когда длина плазменного варактора составляла половину длины волны гармоники, как это видно из рис. 55.

Максимальное значение эффективности преобразования плазменного умножителя дециметрового диапазона на вторую гармонику составило 44% ($-3,6$ дб) при работе на ксеноне с давлением 0,01 торр при длине варактора $1/2\lambda_r$ и диаметре центрального электрода, равном 1 мм. Постоянная составляющая напряжений на электродах поддерживалась при этом вблизи напряжения холостого хода U_{xx} .

§ 7. Переходные процессы в умножителях

Все изложенное выше относилось к стационарным процессам, происходящим в плазменном умножителе частоты. В связи с этим все эксперименты были выполнены с генераторами основной частоты, работающими в непрерывном режиме. Однако наиболее перспективным режимом для использования плазменных умножителей является импульсный режим при большой импульсной мощности. Малые длительности импульсов предъявляют довольно жесткие требования к длительности переходных процессов, происходящих в плазменном варакторе. Поскольку в опубликованных работах по плазменным умножителям не было упомянуто о переходных процессах, мы остановимся более подробно на этой важной области анализа работы плазменных умножителей.

Переходными процессами мы будем называть процессы, происходящие в плазменном варакторе при подключении его электродов к источнику переменного напряжения. Для простоты, чтобы не касаться эффектов,

связанных с СВЧ-пробоем, происходящим за сравнительно короткое время (много меньшее 1 *мксек* [80]), предположим, что плазма с достаточно высокой концентрацией образована посторонним источником.

Рассмотрим плазменный варактор, состоящий из двух несимметричных электродов с поверхностями

$$S_1 \ll S_2, \quad (174)$$

соприкасающимися с плазмой. В исходном состоянии, если электроды не подключены ни к какой цепи, каждый из них заряжен до напряжения изолированного зонда (формула (121)) относительно плазмы и около каждого существует обедненный электронами слой. Если температура электронов в плазме везде одинакова, то напряжение между электродами равно нулю.

После подключения источника переменного напряжения к электродам варактора в нем будут происходить некоторые переходные процессы, после окончания которых система перейдет в стационарный режим, характеризующийся тем, что: 1) все электромагнитное поле оказывается сосредоточенным внутри обедненного слоя около меньшего электрода S_1 , 2) между электродами существует постоянная составляющая напряжения U , близкая к амплитуде переменного напряжения $\bar{U}$, 3) средняя толщина обедненного слоя увеличивается до значения r_0 , равного

$$r_0 = \sqrt{\frac{\bar{U}}{4\pi n e}}, \quad (175)$$

4) функция распределения электронов плазмы по скоростям отличается от максвелловской, так как в процессе колебаний границы обедненного слоя наиболее быстрые электроны, пересекающие эту границу, поглощаются поверхностью электрода S_1 , 5) область Δ , занимаемая границей электронной компоненты плазмы (границей обедненного слоя), сокращается, поскольку уменьшается количество быстрых электронов в плазме.

Следовательно, процесс установления стационарного состояния можно представить как совокупность следующих двух процессов: 1) процесса формирования обедненного слоя, связанного с появлением отрицательного постоянного напряжения между первым электродом

и плазмой и расширения слоя до толщины r_0 , определяемой формулой (175), 2) процесса формирования границы обедненного слоя при уменьшении количества быстрых электронов в плазме.

Процесс 1) является процессом заряда средней емкости варактора до напряжения, равного амплитуде переменного напряжения $\tilde{U}$. В установившемся режиме заряд q_c на емкости, образованной площадкой dS на поверхности электрода и такой же площадкой на границе обедненного слоя, можно найти, воспользовавшись выражением (106)

$$q_c = \tilde{U} dC = \tilde{U} dS \frac{1}{3} \sqrt{\frac{ne}{4\pi\tilde{U}}} = \frac{dS}{3} \sqrt{\frac{ne\tilde{U}}{4\pi}}. \quad (176)$$

Очевидно, что этот элементарный конденсатор заряжается при поглощении металлическим электродом дополнительных электронов плазмы. Найдем заряд электронов, содержащихся перед включением переменного напряжения над площадкой dS в слое толщиной r_0 :

$$q_e = ne dS r_0 = ne dS \sqrt{\frac{\tilde{U}}{4\pi ne}}. \quad (177)$$

Поскольку при первом положительном полупериоде переменного напряжения между первым электродом и плазмой все эти электроны имеют возможность поглотиться первым электродом, то отношение

$$\frac{q_e}{q_c} = 3 \frac{ne dS}{dS} \sqrt{\frac{\tilde{U}}{4\pi ne}} \sqrt{\frac{4\pi}{ne\tilde{U}}} = 3 \quad (178)$$

показывает, что заряд емкости, т. е. процесс формирования обедненного слоя, происходит за время, меньшее половины периода переменного напряжения. Это справедливо, если не сказываются пролетные эффекты. Действительно, если электрону необходимо попасть на электрод за время, равное половине периода СВЧ-колебаний $T/2$, то приведенные выше рассуждения несправедливы и заряд конденсатора будет продолжаться в течение нескольких периодов СВЧ-колебаний. Проведенные расчеты, однако, показывают, что при обычных условиях этого не происходит.

Рассмотрим теперь процессы, приводящие к искажению функции распределения электронов по скоростям, определив предварительно это искажение, существующее в стационарном состоянии. Поскольку при колебаниях только самые быстрые электроны поглощаются поверхностью центрального электрода, то, начиная с некоторой кинетической энергии теплового движения электронов, их количество будет значительно меньше, чем это следует из распределения Максвелла. Обозначим эту энергию через ξ . Число электронов с энергией теплового движения, превышающей ξ , в объеме плазмы Q равно [110]

$$N(\xi) = nQ \left(1 - \Phi \sqrt{\frac{\xi}{kT}} + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\xi}{kT}} e^{-\frac{\xi}{kT}} \right), \quad (179)$$

где $\Phi \sqrt{\frac{\xi}{kT}}$ — интеграл ошибок, если в этом объеме распределение электронов подчиняется максвелловскому закону. Предположим, что при колебаниях границы обедненного слоя их число уменьшается в β раз, т. е.

$$N(\xi) = \beta nQ \left(1 - \Phi \sqrt{\frac{\xi}{kT}} + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\xi}{kT}} e^{-\frac{\xi}{kT}} \right). \quad (180)$$

Из числа этих электронов на электрод с площадью S_1 за единицу времени попадает $N(\xi, S_1)$ электронов [111]:

$$N(\xi, S_1) = \frac{1}{4} \frac{N(\xi)}{Q} \bar{v}(\xi) S_1, \quad (181)$$

где $\bar{v}(\xi)$ — скорость электронов, усредненная по распределению быстрых электронов, т. е. обладающих энергией от ξ до бесконечности. Так как число электронов быстро уменьшается с ростом энергии свыше kT , то с достаточной степенью точности можно считать

$$\bar{v}(\xi) = \sqrt{\frac{2\xi}{m}}. \quad (182)$$

Тогда

$$N(\xi, S_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta n S_1 \sqrt{\frac{\xi}{m}} \left(1 - \Phi \sqrt{\frac{\xi}{kT}} + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\xi}{kT}} e^{-\frac{\xi}{kT}} \right). \quad (183)$$

В режиме короткого замыкания электродов плазменного варактора это число электронов должно быть равно числу ионов, попадающих на второй электрод S_2 , когда ток ионов I_{i2} близок к току насыщения I_{in2} . Используя этот факт и пренебрегая отличием Φ от 1, найдем ξ в режиме короткого замыкания (КЗ) из уравнения

$$\frac{\xi}{kT} \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right) = \frac{1}{\beta} \frac{1}{200} \frac{S_2}{S_1} \sqrt{\frac{M_{Ar}}{M_i}}, \quad (184)$$

где M_{Ar} — масса иона аргона, M_i — масса иона исследуемого газа. Некоторые значения функции

$$y = \frac{\xi}{kT} \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right)$$

приведены в таблице 21. Если необходимо учитывать различные концентрации плазмы вблизи поверхностей разных электродов, то следует в правой части уравнения (184) вместо S_2/S_1 писать a_2 , как это было сделано в § 3 настоящей главы.

Таблица 21

$\frac{\xi}{kT}$	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
y	0,334	0,270	0,150	0,073	0,033	0,015	0,0064	0,0027	0,0011	0,0005

Для примера определим ξ для следующих обычных условий: $\beta=0,1$, $a_2=3$, $M_{Ar}/M_i=0,3$, $y=0,08$. При этих условиях ξ порядка $4 kT$, т. е. намного превосходит среднюю тепловую энергию электронов. Как указывалось ранее, при максвелловском распределении электронов область границы обедненного слоя имеет размер Δ (формула (110)). При нематксвелловском распределении область, занимаемая границей, сокращается и на некотором расстоянии $r_{гр}$ от r_0 концентрация электронов резко уменьшается. Будем считать, что при $\delta > r_{гр}$ концентрация электронов равна нулю, а электромагнитное поле существует только при $\delta > r_{кр}$, т. е. простирается до точки, где концентрация становится равной критической для данной частоты излучения. Тогда при $r_{кр}=r_{гр}$ концентрация

электронов в поле волны равна нулю и поглощение излучения должно быть малым.

Если $r_{кр} < r_{гр}$ (отсчет ведется от точки, находящейся на расстоянии r_0 от поверхности электрода и в глубь обедненного слоя), то концентрация электронов в поле волны отлична от нуля и количество электронов в поле волны $N_{погл}(\xi)$ тем больше, чем сильнее отличаются $r_{гр}$ и $r_{кр}$. Естественно, что $r_{гр}$ зависит от ξ и увеличивается с ростом ξ , т. е. $r_{гр} = r_{гр}(\xi)$. Величина $r_{кр}$ зависит от частоты излучения или от номера гармоники и увеличивается с увеличением частоты.

Рассмотрим теперь процесс установления данного стационарного немаксвелловского распределения электронов по скоростям. Основным источником деформации функции распределения является процесс колебаний электронов вблизи центрального электрода S_1 , если плазменный варактор имеет коаксиальную конструкцию. После начала этого процесса колебаний включается поглотитель быстрых электронов и начинается изменение их концентрации по всему объему разрядной камеры.

Постоянная времени процесса диффузии τ зависит от коэффициента диффузии D и от расстояния между электродами R и их геометрии. Для цилиндрического коаксиального случая [77]

$$\tau = \frac{R^2}{5,9D}. \quad (185)$$

Как известно, коэффициент диффузии прямо пропорционален средней скорости $\bar{v}$ диффундирующих частиц:

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}, \quad (186)$$

где $\bar{\lambda}$ — средняя длина свободного пробега. Будем считать λ не зависящей от энергии электронов, а среднюю скорость выразим через среднюю энергию теплового движения данной частицы. Тогда

$$D = \frac{\bar{\lambda}}{3} \sqrt{\frac{2\xi_i}{m}} \quad (187)$$

и постоянная времени τ оказывается различной для ча-

стиц, обладающих разными энергиями теплового движения:

$$\tau(\xi_i) = \frac{3R^2}{5,9\lambda} \sqrt{\frac{m}{2\xi_i}}. \quad (188)$$

Следовательно, в первые моменты времени t происходит поглощение наиболее быстрых частиц, у которых энергия превышает значение

$$\xi_i(t) = \frac{9R^4 m}{2\lambda^2 (5,9)^2} \frac{1}{t^2}. \quad (189)$$

Поскольку $r_{гр}$ зависит от ξ , то оно оказывается зависящим и от времени: в начальный момент $r_{гр}$ велико и превышает $r_{кр}$; затем с течением времени $r_{гр}$ уменьшается, поэтому уменьшается число электронов, находящихся в поле волны; когда $r_{гр}$ приближается к $r_{кр}$, число электронов стремится к нулю и потери излучения достигают минимальной величины; при дальнейшем уменьшении $r_{гр}$ потери меняются мало. Следовательно, время установления минимального поглощения или, что то же самое, стационарного состояния для данной частоты излучения, можно определить, приравняв $r_{гр} = r_{кр}$:

$$t(\omega) = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m}}{5,9} \frac{\rho R^2}{\sqrt{kT_{10} \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2}}} 3,5 \cdot 10^{16} \sigma, \quad (190)$$

где ρ — давление газа (в тор), σ — сечение столкновений электронов с молекулами (в $см^2$).

Минимальное значение энергии электронов ξ , выше которого электроны поглощаются электродом, было определено ранее формулой (184). Полное время формирования границы слоя можно определить по формуле

$$t_{сл} = \frac{3R^2}{5,9\lambda} \sqrt{\frac{m}{2\xi}}, \quad (191)$$

где ξ берется из уравнения (184).

Таким образом, мы выяснили, что процессы установления стационарного режима поглощения мощности излучения на данной частоте ω имеют длительность, существенно зависящую от частоты ω , давления газа p и расстояния между электродами R . Наиболее сильное

влияние оказывает размер R , который необходимо максимально сокращать для уменьшения длительности процессов установления.

Рассмотрим кратко процессы, происходящие при выключении источника переменного напряжения. Здесь также можно выделить два процесса: 1) разрушение слоя за счет разряда емкости варактора током насыщения ионов на первый электрод I_{in1} , которое происходит за время

$$t_{\text{разр}} = 0,8 \sqrt{\frac{neM_i}{8\pi}} \sqrt{\frac{eU}{kT}}, \quad (192)$$

2) процесс максвеллизации функции распределения электронов по скоростям, связанный в основном при обычных параметрах газоразрядной плазмы, с электрон-электронными столкновениями, приводящими к эффективному обмену энергиями между электронами. Время релаксации энергии при электрон-электронных соударениях определяется по формуле [112]

$$t_m = \frac{0,75}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{m}}{n} \frac{(kT)^{\frac{3}{2}}}{e^4 \ln \Lambda}, \quad (193)$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, лежащий обычно в пределах 1—20.

С целью проверки данных предположений, а также для выяснения причин уменьшения эффективности преобразования плазменных умножителей в импульсном режиме, которое следует из опубликованных данных, была проведена серия экспериментов по исследованию процессов установления стационарных характеристик плазменного варактора.

Ввиду того, что импульсный метод исследования переходных процессов требует создания мощного импульсного генератора, у которого и мощность и длительность импульсов должны изменяться в широких пределах при сохранении достаточно хорошей формы импульсов, был использован метод кратковременного выключения мощности СВЧ-генератора, работающего в непрерывном режиме, или метод «щели». Измерения были выполнены при работе варактора на согласованную нагрузку с ответвлением части сигнала в систему индикации.

Выключение генератора основной частоты осуществлялось подачей отрицательных запирающих импульсов от импульсного генератора на сетки ламп высокочастотного генератора. Генерация срывалась при амплитуде импульса отрицательного напряжения около 20 в, однако для обеспечения достаточной крутизны фронтов на сетки ламп подавался импульс с амплитудой до 100 в, что дало возможность получить длительность фронтов включения и выключения генерации не более 0,1 мксек.

Измеренное на выходе тракта без плазмы относительное содержание паразитной мощности гармоник от генератора составляло для второй гармоники $3 \cdot 10^{-2}\%$ и для четвертой и пятой $3 \cdot 10^{-5}\%$, что на несколько порядков меньше измеренных для тракта с плазмой в варакторе.

Для образования плазмы в варакторе использовался воздух, причем разрядная камера находилась под непрерывной откачкой форвакуумным насосом, в силу чего постоянное давление устанавливалось и поддерживалось достаточно точно в течение продолжительного времени, необходимого для измерений.

Зависимость времени задержки момента установления амплитуды сигнала (на уровне 0,7 от максимального, т. е. от стационарного значения) по сравнению с тем же моментом в тракте без плазмы от давления газа для различных гармоник показана на рис. 92. Из рисунка видно, что задержка существенно зависит от номера гармоники, увеличиваясь у высших гармоник. Уменьшение давления приводит к уменьшению времени задержки для всех гармоник. Время установления оптимальных условий для прохождения через плазменный варактор излучения на основной частоте и на частотах гармоник составляет: для основной частоты — 0,9 мксек, для второй гармоники —

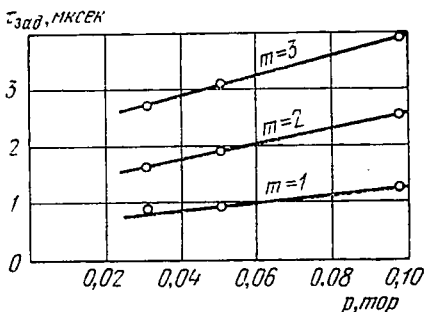


Рис. 92. Зависимость времени задержки установления амплитуды сигнала (на уровне 0,7 от максимального) от давления газа для различных гармоник.

1,7 $\mu\text{сек}$, для третьей гармоники — 2,9 $\mu\text{сек}$ при давлении в разрядной камере 0,04 тор. Оценки по формуле (190) для тех же условий дают 1,3 $\mu\text{сек}$, 1,6 $\mu\text{сек}$, 2,1 $\mu\text{сек}$ соответственно, что говорит об удовлетворительном согласии расчета с результатами эксперимента.

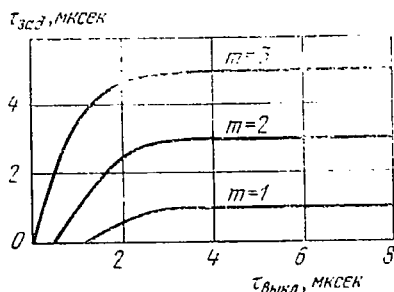


Рис. 93. Зависимость времени задержки генерации различных гармоник от времени выключения генератора.

Исследовалась также зависимость времени задержки генерации различных гармоник от времени выключения генератора, которая представлена на рис. 93. Полученные графики имеют следующие характерные особенности: 1) наличие стационарной задержки, когда время выключения превышает 4 $\mu\text{сек}$, при этом время $\tau_{\text{зад}}$ не зависит от времени $\tau_{\text{выкл}}$,

2) быстрый рост времени задержки от нуля до стационарного значения при $\tau_{\text{выкл}} < 4 \mu\text{сек}$, 3) отсутствие задержки для основной частоты, когда $\tau_{\text{выкл}} < 1 \mu\text{сек}$, а для второй гармоники, когда $\tau_{\text{выкл}} < 0,5 \mu\text{сек}$.

Из отмеченного следует, что время полного разрушения условий для прохождения излучения на основной частоте составляет 3—4 $\mu\text{сек}$, а для гармоник 2—3 $\mu\text{сек}$. Оценка по формуле (193) времени максвеллизации функции распределения электронов за счет электрон-электронных столкновений при тех же условиях дает около 3 $\mu\text{сек}$, что также хорошо согласуется с измеренными значениями.

Отсутствие задержки для основной частоты при времени выключения генератора менее 1 $\mu\text{сек}$ говорит о том, что условия для прохождения излучения на основной частоте через плазменный варактор сохраняются в течение 1 $\mu\text{сек}$ после выключения генератора. Для второй гармоники эти условия сохраняются в течение 0,5 $\mu\text{сек}$, а для третьей это время менее 0,1 $\mu\text{сек}$.

Кроме того, было обнаружено значительное уменьшение времени задержки, когда величина постоянной

составляющей напряжения на электродах плазменного варактора увеличивается свыше напряжения холостого хода, а уменьшение напряжения ниже U_{xx} не влияет на время задержки. На рис. 94 изображены зависимости времени задержки появления излучения на основной частоте на выходе варактора от напряжения U при различном времени выключения генератора, указанном цифрами под кривыми.

Как указывалось выше, изменение постоянного напряжения между электродами от нуля до U_{xx} не влияет на постоянное напряжение между центральным электродом и плазмой U_1 и мало влияет

на ток электронов, попадающий на этот электрод. Увеличение напряжения между центральным электродом и плазмой ведет к уменьшению тока электронов на этот электрод, определяющего интенсивность процесса демаксвеллизации функции распределения электронов по скоростям. При этом величина ξ увеличивается, стремясь к бесконечности при I_{e1} , стремящемся к нулю. С увеличением ξ увеличивается $r_{гр}$ и, когда оно становится больше $r_{кр}$, для оценки времени установления справедлива формула (191), а не (190), откуда и следует уменьшение времени задержки с ростом напряжения.

При больших отрицательных напряжениях ток электронов на центральный электрод близок к нулю, функция распределения электронов в плазме остается максвелловской и, следовательно, время установления условий для прохождения излучения стремится к нулю, что и наблюдается экспериментально.

Таким образом, находят объяснение результаты экспериментов с плазменными умножителями, работающими в импульсном режиме. При малой длительности импульсов СВЧ-излучения функция распределения электронов остается максвелловской, что сопровождается

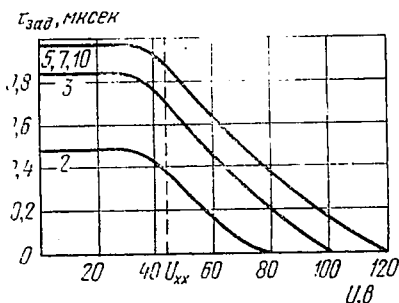


Рис. 94. Зависимость времени задержки сигнала на основной частоте от постоянного составляющей напряжения.

большими потерями излучения и слабой нелинейностью варактора.

Улучшения переходных характеристик плазменного умножителя можно добиться понижением давления газа, уменьшением его температуры и уменьшением разрядного объема, т. е. ускорением процесса демаксвеллизации функции распределения электронов по скоростям во всем разрядном объеме.

§ 8. Конструктивные особенности плазменных умножителей

В связи с отмеченными выше особенностями работы умножителя на нелинейной емкости плазменного варактора при конструировании умножителя частоты следует учитывать дополнительные требования. Прежде всего это относится к выбору элементов СВЧ-тракта, в который включается плазменный варактор. Как уже отмечалось, максимальная относительная мощность второй гармоники в выходном излучении плазменного варактора составляет не более 25%, как это видно из рис. 88. При этом оставшаяся часть мощности приходится в основном на излучение на основной частоте.

Поэтому для увеличения эффективности преобразования (до 40—50%) и для предотвращения проникновения излучения основной частоты на выход умножителя непосредственно за плазменным варактором устанавливается режекторный фильтр, отражающий излучение основной частоты и беспрепятственно пропускающий излучение частоты гармоники. Для коаксимального умножителя на вторую гармонику удобно применять разомкнутый на конце отрезок коаксимальной линии с длиной, равной четверти длины волны излучения на основной частоте. Такой отрезок не вносит искажений в распространение гармоники, так как его длина равна половине длины волны гармоники.

Перед входом варактора необходимо установить перестраиваемый трансформатор импедансов для согласования волнового сопротивления варактора, которое может оказаться достаточно малым, с волновым сопротивлением СВЧ-тракта. Подстройка трансформатора необходима, если в процессе работы изменяется входная

мощность излучения на основной частоте или меняются параметры плазмы в разрядной камере варактора (рис. 5, трансформатор 8).

Между трансформатором импедансов и режекторным фильтром (14 на рис. 5), отражающим излучение основной частоты, устанавливается режим стоячей волны, т. е. трансформатор импедансов и режекторный фильтр образуют резонатор, в котором и размещается плазменный варактор. Естественно, что центр варактора должен совпадать с пучностью электрического поля резонатора, так как при этом условие переменное напряжение между электродами варактора будет достигать максимальной величины. Добротность этого резонатора достаточно низка, так как многократное прохождение излучения через плазменный варактор сопровождается значительными потерями мощности.

Для предотвращения попадания излучения гармоники в генератор основной частоты перед варактором устанавливается режекторный фильтр, отражающий излучение на частоте гармоники (9 на рис. 5) и не препятствующий прохождению излучения основной частоты. Подобно режекторному фильтру основной частоты (14 на рис. 5), в коаксиальном тракте в качестве режекторного фильтра второй гармоники удобно использовать короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии с длиной, равной половине длины волны гармоники. Такой четверть-волновый отрезок не создаст препятствий для распространения волны основной частоты.

Поскольку короткозамкнутый коаксиальный фильтр осуществляет короткое замыкание по постоянному току электродов коаксиального тракта, необходимо принимать специальные меры, позволяющие управлять постоянной составляющей напряжения между электродами плазменного варактора. В наших экспериментальных установках для этих целей применялись специальные дисковые размыкатели, препятствующие образованию омического контакта во внешнем электроде коаксиальной линии. Эти размыкатели устанавливались перед входом и на выходе плазменного варактора, а их емкость подбиралась такой, чтобы емкостное сопротивление было намного меньше волнового сопротивления варактора.

Для изменения постоянной составляющей напряжения между электродами применялась дополнительная цепь с переменным сопротивлением и небольшим источником постоянного напряжения.

При генерации плазмы СВЧ-излучением основной частоты необходимо максимально развязывать цепи, участвующие в создании плазмы и в генерации гармоник, поскольку для создания плазмы с максимальной концентрацией требуется обеспечить условия максимальной поглощенной в варакторе мощности, а для эффективной генерации гармоник поглощенная мощность должна быть минимальной. Наиболее целесообразно при отсутствии достаточно мощных генераторов (например, при создании умножителей миллиметрового диапазона) применять способы, основанные на создании плазмы с помощью постороннего источника. В этом случае обеспечивается полная развязка цепей, участвующих в генерации гармоник и в создании и поддержании плазмы нужной концентрации.

Одним из таких источников плазмы может служить разряд на постоянном токе в парах ртути или щелочных металлов, однако при этом трудно обеспечить независимое изменение постоянной составляющей напряжения между электродами плазменного варактора. Кроме того, при таком разряде происходит разрушение одного из электродов — особенно центрального, если создается плазма высокой плотности.

Максимальное взаимодействие высокочастотного излучения с плазмой происходит в том случае, когда частота столкновений электронов плазмы близка к частоте высокочастотного поля. Поскольку всегда можно выбрать высокочастотный источник плазмы, у которого частота много меньше частоты умножаемого сигнала, то легко обеспечиваются условия для эффективной генерации гармоник в плазменном умножителе.

Остальные элементы плазменного умножителя указаны на рис. 5 и конструируются исходя из требований, предъявляемых к параметрам плазменного умножителя, его диапазона, входной мощности и других особенностей.

Как уже отмечалось выше, наиболее удобной конструкцией плазменного варактора является коаксиальная.

Однако при конструировании умножителей в коротковолновом диапазоне возможно использование волноводных или полосковых линий, разработка плазменных варакторов на которых не представляет непреодолимых трудностей.

Остановимся теперь вкратце на конструктивных особенностях плазменных варакторов коаксиального типа. Выше был проведен расчет, подтвержденный экспериментально, из которого следует, что оптимальная длина плазменного варактора должна быть равна половине длины волны излучения гармоники в свободном пространстве. Однако, как видно из рис. 88, не очень большой проигрыш получается и при длине варактора, близкой к четверти длины волны гармоник. Этот проигрыш может даже компенсироваться уменьшением мощности, поглощенной варактором меньшей длины.

Диаметр центрального электрода необходимо по возможности делать маленьким — для уменьшения волнового сопротивления обедненного слоя. Однако чрезмерное уменьшение диаметра центрального электрода может привести к росту потерь мощности или к разрушению электрода под действием ионной бомбардировки. Кроме того, крепление и центровка тонкого центрального электрода вызывает дополнительные конструктивные трудности. Поэтому при больших входных мощностях (более 100 вт) нет смысла применять центральные электроды диаметром менее 0,5 мм. В наших установках эффективность преобразования практически не изменялась при использовании электродов с диаметром, меньшим 1 мм.

Ограничение на диаметр внешнего электрода накладывает в основном длительность процессов установления стационарных характеристик, рассмотренных в § 7 настоящей главы. Если же система работает в непрерывном режиме, то ограничение на диаметр внешнего электрода накладывает необходимость уменьшения объема плазмы в разрядной камере. Минимальный диаметр внешнего электрода ограничивается при этом условиями возникновения и поддержания СВЧ-разряда, или — если плазма создается дополнительным источником — условием малости максимальной толщины обедненного слоя по сравнению с радиусом внешнего электрода. Послед-

нее требование равносильно условию отсутствия влияния внешнего электрода на процессы, происходящие вблизи центрального электрода. Кроме того, диаметр внешнего электрода должен по крайней мере на порядок превосходить диаметр центрального, как это было показано в § 2 настоящей главы.

Влияние рода газа обсуждалось в § 5 данной главы. Было установлено, что легким газам соответствует наибольшая поглощенная мощность. Поэтому для заполнения разрядной камеры следует выбирать самый тяжелый инертный газ — ксенон. Вследствие низкого потенциала ионизации в ксеноне устанавливается более высокая концентрация с наименьшей температурой электронов, в связи с чем и характеристики плазменного варактора на ксеноне оказываются наилучшими.

Инертные газы в разрядной камере следует применять также в связи с тем, что они не вступают в химические реакции с материалом стенок и поэтому значительно дольше сохраняются в разрядном объеме. В некоторых случаях целесообразно применять пары металлов, обладающие значительно более низким потенциалом ионизации.

Выбор давления газа существенно зависит от режима работы плазменного варактора. Если используется посторонний источник создания и поддержания плазмы, то давление газа необходимо выбирать как можно более низким — для уменьшения потерь, связанных со столкновениями электронов. При использовании СВЧ-разряда от генератора основной частоты должны обеспечиваться условия, необходимые для получения плазмы нужной концентрации. В этом случае при небольшой мощности генератора основной частоты давление газа должно быть таково, чтобы частота столкновений электронов была близка к частоте генератора. При этом приходится мириться со значительными потерями излучения основной частоты и более низкой эффективностью преобразования.

Отсутствие мощных генераторов предъявляет особые требования к конструированию плазменных умножителей миллиметрового диапазона.

Перечислим некоторые основные особенности умножителей миллиметрового диапазона, вытекающие глав-

ным образом из необходимости создания плазмы высокой концентрации:

1. Применение вместо протяженных конструкций (например, коаксиальных) точечных, обеспечивающих наибольшую концентрацию СВЧ-поля в малом объеме.

2. Использование малых разрядных камер, ограничивающих объем создаваемой плазмы.

3. Увеличение давления газа с целью увеличения частоты столкновений электронов и предотвращения растекания плазмы.

4. Работа в режиме больших отраженных от плазменного варактора мощностей — для выполнения условий существования стабильного СВЧ-разряда.

При невозможности создания этими методами плазмы с достаточной концентрацией следует применять дополнительные источники, создающие плазму.

В заключение несколько слов о выборе материалов для плазменного варактора. Поскольку центральный электрод в коаксиальном плазменном варакторе подвергается интенсивной ионной бомбардировке, для его изготовления следует использовать тугоплавкий и мало испаряющийся в вакууме материал. Наиболее подходящим для этого является вольфрам. Условия работы внешнего электрода более легкие, поэтому его можно выполнять, например, из молибдена или другого, применяющегося в вакуумной технике металла. Возможно использование тонких покрытий из стекла для защиты поверхностей электродов. Однако применение диэлектрических покрытий создает дополнительные трудности.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Эффективность преобразования плазменных умножителей частоты оценивается обычно в относительных единицах, процентах или в децибелах в соответствии с выражениями

$$\eta_{\text{отн}} = \frac{P_m}{P_0}, \quad \eta_{\%} = 100 \frac{P_m}{P_0}, \quad \eta_{\text{дб}} = 10 \lg \frac{P_m}{P_0},$$

где P_0 — входная мощность, P_m — мощность m -й гармоники. Все три значения эффективности преобразования связаны между собой простыми соотношениями и приведены в таблице П.1, облегчающей перевод одних значений в другие. Поскольку всегда $P_m < P_0$, то $\eta_{\%}$ меньше 100%, а значения $\eta_{\text{дб}}$ — отрицательны.

Т а б л и ц а П.1

$\eta_{\text{отн}}$	$\eta_{\%}$	$-\eta_{\text{дб}}$	$\eta_{\text{отн}}$	$\eta_{\%}$	$-\eta_{\text{дб}}$
1,000	100,0	0	0,0100	1,00	20
0,794	79,4	1	0,0079	0,80	21
0,630	63,0	2	0,0063	0,60	22
0,500	50,0	3	0,0050	0,50	23
0,400	40,0	4	0,0040	0,40	24
0,316	31,6	5	0,0032	0,32	25
0,250	25,0	6	0,0025	0,25	26
0,200	20,0	7	0,0020	0,20	27
0,160	16,0	8	0,0016	0,16	28
0,125	12,5	9	0,0012	0,12	29
0,100	10,0	10	0,0010	0,10	30
0,079	7,9	11	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	35
0,063	6,3	12	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	40
0,050	5,0	13	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	45
0,040	4,0	14	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	50
0,032	3,2	15	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	55
0,025	2,5	16	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	60
0,020	2,0	17	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	65
0,016	1,6	18	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	70
0,012	1,2	19	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	75

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Плазменная электронная частота ω_p определяется выражением

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}}.$$

Подставляя значения массы m и заряда e электрона и выражая частоту $f_p = \omega_p/2\pi$ в ГГц, а концентрацию n в см^{-3} , будем иметь

$$f_p \approx 9 \cdot 10^{-6} \sqrt{n}.$$

В таблице П.2 для облегчения расчетов приведены частоты, длины волн и соответствующие им значения концентрации электронов в плазме.

Таблица П.2

$f_p, \text{ ГГц}$	$\lambda, \text{ см}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$f_p, \text{ ГГц}$	$\lambda, \text{ см}$	$n, \text{ см}^{-3}$
0,30	100	$1,1 \cdot 10^9$	10,00	3,00	$1,2 \cdot 10^{12}$
0,37	80	$1,7 \cdot 10^9$	15,00	2,00	$2,7 \cdot 10^{12}$
0,43	70	$2,3 \cdot 10^9$	20,00	1,50	$4,9 \cdot 10^{12}$
0,50	60	$3,0 \cdot 10^9$	30,00	1,00	$1,1 \cdot 10^{13}$
0,60	50	$4,4 \cdot 10^9$	33,30	0,90	$1,4 \cdot 10^{13}$
0,75	40	$6,9 \cdot 10^9$	37,50	0,80	$1,7 \cdot 10^{13}$
1,00	30	$1,2 \cdot 10^{10}$	42,80	0,70	$2,3 \cdot 10^{13}$
1,50	20	$2,7 \cdot 10^{10}$	50,00	0,60	$3,0 \cdot 10^{13}$
2,50	12	$7,6 \cdot 10^{10}$	60,00	0,50	$4,4 \cdot 10^{13}$
3,00	10	$1,1 \cdot 10^{11}$	75,00	0,40	$6,9 \cdot 10^{13}$
3,33	9	$1,4 \cdot 10^{11}$	100,00	0,30	$1,2 \cdot 10^{14}$
3,75	8	$1,7 \cdot 10^{11}$	150,00	0,20	$2,7 \cdot 10^{14}$
5,00	6	$3,0 \cdot 10^{11}$	300,00	0,10	$1,1 \cdot 10^{15}$
6,00	5	$4,4 \cdot 10^{11}$	600,00	0,05	$4,4 \cdot 10^{15}$
7,50	4	$6,9 \cdot 10^{11}$	3000,00	0,01	$1,1 \cdot 10^{17}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Hanley T. E., Ruhlig A. J., Излучение гармоник из ВЧ-разряда, Naval Res. Lab., Washington, D. C. NRL Progress Rept., November, 1953.
2. Уенохара Мз., Уенохара Му., Musutani T., Inada K., Новый СВЧ-умножитель частоты, Proc. IRE 45, № 10, 1419—1420 (1957).
3. Жаботинский М. Е., Свердлов Ю. Л., Основы теории и техники умножения частоты, «Сов. радио», 1964.
4. Ризкин И. Х., Умножители и делители частоты, «Связь», 1966.
5. Бруевич А. Н., Умножители частоты, «Сов. радио», 1970.
6. Whitmer R. F., Нелинейное взаимодействие электромагнитных волн с анизотропной плазмой, Сб. статей «Колебания сверхвысоких частот в плазме», ИЛ, 231—244, 1961.
7. Vaughan K. M., Robson P. N., Генерация второй гармоники плазмой СВЧ-разряда при циклотронном резонансе, Int. Journ. Electronics 21, № 3, 285—301 (1966).
8. Page C. H., Генерация гармоник при помощи идеального выпрямителя, Proc. IRE 46, № 10, 1738—1740 (1958).
9. Margenau H., Проводимость и дисперсия ионизированных газов на высоких частотах, Phys. Rev. 69, № 9—10, 508—513 (1946).
10. Margenau H., Теория высокочастотного газового разряда. I — Методы расчета функций распределения электронов, Phys. Rev. 73, № 4, 297—308 (1948).
11. Margenau H., Harman L. M., Теория высокочастотного газового разряда. II — Гармонические компоненты функции распределения, Phys. Rev. 73, № 4, 309—315 (1948).
12. Murphy B., Генерация гармоник в СВЧ-разряде, Phys. Fluids 8, № 8, 1534—1540 (1965).
13. Baird J. R., Coleman P. D., Преобразование частоты в СВЧ-разряде, Proc. IRE 49, № 12, 1890—1900 (1961).
14. Krenz J. H., Генерация гармоник в плазме вследствие зависимости частоты столкновений от скорости, Phys. Fluids 8, № 10, 1871—1875 (1965).
15. Verdeyen J. T., Goldstein L., Нелинейный отклик плазмы на электромагнитное излучение и распространение электромагнитных волн в анизотропной плазме, Gaseous Electronics Laboratory, University of Illinois, Urbana, Sci. Rep. № 4, Contract AF 19 (604)—3481, May 1962.
16. Chiyo da K., Теория генерирования высших гармоник в плазме микроволнового разряда во внешнем магнитном поле, Journ. Phys. Soc. Japan 22, № 3, 910—915 (1967).

17. Kaw P. K., Mittal R. S., Генерация второй гармоники плазмой в случае неоднородных микроволновых полей, *Journ. Appl. Phys.* 39, № 4, 1975—1979 (1968).
18. Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Генерация второй гармоники и распадные процессы в неоднородной плазме, *ЖТФ* 40, № 6, 1144—1149 (1970).
19. Lauks V., Генерация миллиметровых волн в плазме, Department of Electrical Engineering, University of Toronto, Toronto, Canada, Antenna Laboratory, Research Report № 37, 1965.
20. Krenz J. H., Kino G. S., Генерация высших гармоник и параметрические колебания в плазме, *Journ. Appl. Phys.* 36, № 8, 2387—2395 (1965).
21. Swan C. B., Генерация гармоник в разряде СВЧ при наличии большого градиента электрического поля, *Wescon Tech. Papers* № 3, 9/1, 1963.
22. Walsh D., Motz H., Излучение гармоник из СВЧ-разряда, *Microwave Tubes, Proc. of the 3-rd International Congress on Microwave Tubes*, Munich, 7—VI—1960, New York, 1961.
23. Bierrum N. R., Walsh D., Излучение гармоник из СВЧ-разряда, *Journ. of Electronics & Control* 8, № 2, 81—90 (1960).
24. McIntosh R. E., Генерация миллиметровых волн при помощи плазменных устройств. Состояние дел, *Proc. IEEE* 56, № 7, 1210—1212 (1968).
25. Asmussen J. J., Beyer J. B., Комментарии к заметке «Генерация миллиметровых волн при помощи плазменных устройств. Состояние дел», *Proc. IEEE* 57, № 5, 836—837 (1969).
26. Bierrum N. R., Walsh D., Vokes J. C., Когерентность и ширина полосы плазменного генератора гармоник, *Nature* 189, № 4725, 626 (1960).
27. Брандт А. А., Тягунов А. В., Трехсантиметровый умножитель частоты на газоразрядной плазме в неоднородном электрическом поле, *Радиотехника и электроника* 11, № 1, 154—156 (1966).
28. Брандт А. А., Каминский В. Н., Тягунов А. В., Исследование плазменного умножителя частоты, *Вестник Моск. ун-та*, № 1, 82—84 (1965).
29. Александров Б. А., Брандт А. А., Тягунов А. В., Дециметровый умножитель частоты на газовом разряде в неоднородном электрическом поле, *Вестник Моск. ун-та*, № 4, 91 (1965).
30. Eteleus K. G., Диффузия плазмы в боковой отросток разрядной трубки, *Internat. Journ. Electron* 23, № 6, 587—590 (1967).
31. Shocley W., Токи в проводниках, наведенные движущимся точечным зарядом, *Journ. Appl. Phys.* 9, № 10, 635—636 (1938).
32. Roto S., Токи, наводимые движением электронов, *Proc. IRE* 27, № 9, 584—585 (1939).
33. Герштейн Г. М., Некоторые вопросы взаимодействия заряженных частиц с электрическим полем, *Изд-во Саратовск. ун-та*, 1960.
34. Брандт А. А., Тягунов А. В., К теории умножителя частоты на газовом разряде в сильно неоднородном СВЧ-поле, *Вестник Моск. ун-та*, № 4, 92—93 (1965).

35. Лопухин В. М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, Гостехиздат, 1953.
36. Брандт А. А., Бовин С. В., Тихомиров Ю. В., Распределенный плазменный умножитель частоты, Вестник Моск. ун-та, № 4, 105—107 (1969).
37. Брандт А. А., Бовин С. В., Тихомиров Ю. В., Плазменный умножитель частоты на емкости приэлектродного слоя, Вестник Моск. ун-та, № 4, 462—463 (1970).
38. Брандт А. А., Резников И. И., Бовин С. В., Тихомиров Ю. В., Плазменный умножитель СВЧ-диапазона с посторонним поджигом, Вестник Моск. ун-та, № 2, 235—236 (1970).
39. Hilbish R. T., Montgomery R. M., Holms R. A., Преобразование частоты на емкости приэлектродного слоя плазмы тлеющего разряда, Journ. Appl. Phys. 39, № 12, 5782—5791 (1968).
40. Брандт А. А., Тихомиров Ю. В., Вольтамперная характеристика плазменного варактора, Вестник Моск. ун-та, № 3, 355—356 (1971).
41. Treial H., Генерация СВЧ гармоник при модуляции электронной плотности в плазме, Dept. of Elect. Engrg., University of Toronto, Toronto, Canada, MASC Thesis, January 1962.
42. Stern R. A., Генерация гармоник и смещение частот при плазменном резонансе, Phys. Rev. Letters 14, № 4, 538—540 (1965).
43. Yen J. L., McDermott N. C., Генерация гармоник плазменным цилиндром вследствие нелинейных эффектов, Appl. Phys. Letters 7, № 10, 253—254 (1965).
44. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В., Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле, УФН 70, № 2, 201—246 (1960).
45. Rosen P., Генерация третьей гармоники электромагнитным сигналом в плазме, Phys. Fluids 4, № 3, 341—345 (1961).
46. Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука», 1967.
47. Gupta G. P., Влияние слагаемых второго порядка на генерацию второй гармоники, а также суммарных и разностных частот в неоднородной плазме, Proc. Phys. Soc. 92, № 4, 1122—1133 (1967).
48. Sodha M., Kaw P., О нелинейной генерации второй гармоники, а также суммарной и разностной частот в однородной плазме, Journ. Phys. Soc. Japan 21, № 12, 2684—2694 (1966).
49. Blum F. A., Генерация гармоник в холодной неоднородной плазме, находящейся в магнитном поле, Phys. Fluids 14, № 1, 196—198 (1971).
50. Ogasawara M., Mori S., Генерация суммарной и разностной частот в плазме под действием двух неоднородных электрических полей в присутствии магнитного поля, Journ. Phys. Soc. Japan 28, № 3, 748—758 (1970).
51. Hill R. M., Tetenbaum S. J., Генерация гармоник при циклотронном резонансе в плазме, Journ. Appl. Phys. 30, № 10, 1610—1611 (1959).
52. Tetenbaum S. J., Резонансы циклотронных гармоник в частотном преобразовании ВЧ-колебаний в плазме, Phys. Fluids 10, № 8, 1855—1857 (1967).

53. Messiaen A. M., Vandenplas P. E., Явление нелинейного резонанса в цилиндрической плазме при большой мощности, *Phys. Letters A25*, № 4, 339—341 (1967).
54. Moriуата М., Sumi M., Генерация СВЧ-гармоник при плазменном резонаторе, *Journ. Phys. Soc. Japan* 18, № 11, 1656—1666 (1963).
55. Moriуата М., Sumi M., Генерация микроволновых гармоник в статическом магнитном поле, *Journ. Phys. Soc. Japan* 20, № 1, 138—152 (1965).
56. Asmussen J., Beyer J. B., Генерация гармоник СВЧ в плазменном конденсаторе, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-16, № 1, 18—29 (1969).
57. Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, Госатомиздат, 1961.
58. Слэтер Дж., Передача ультракоротких радиоволн, Гостехиздат, 1946.
59. Krenz J. H., Генерация гармоник в плазме, *Microwave Lab. W. W. Hansen Lab. of Physics, Stanford University, Stanford, California*, M. L. Report № 1055, July 1963.
60. Gould L., Roberts L. W., Пробой воздуха на СВЧ, *Journ. Appl. Phys.* 27, № 10, 1162—1167 (1956).
61. Whitmer R. F., Barrett E. B., Нелинейное взаимодействие электромагнитной волны с плазменным слоем при наличии постоянного магнитного поля. I — Теория генерации гармоник, *Phys. Rev.* 121, № 3, 661—668 (1961).
62. Nickel J. C., Parker J. V., Gould R. W., Резонансные колебания в горячем неоднородном плазменном столбе, *Phys. Rev. Letters* 11, № 9, 183—185 (1963).
63. Hall R. B., Проблема плазмы, находящейся между параллельными пластинами, *Am. Journ. Phys.* 31, № 8, 696—706 (1963).
64. Vandenplas P. E. M., Gould R. W., Резонансное поведение конденсатора состоящего из слоев плазмы, *Physica* 28, № 4, 357—367 (1967).
65. Asmussen J., Beyer J. B., Мощная высокочастотная нелинейная связь при акустических резонансах в горячей плазме, *Appl. Phys. Letters* 11, № 10, 324—326 (1967).
66. Asmussen J., Beyer J. B., Рассеяние микроволн плазмой при радиочастотном резонансе, *Journ. Appl. Phys.* 39, № 5, 2963—2964 (1968).
67. Swan C. B., Генерация гармоник СВЧ в безэлектродном разряде при низком давлении, *Proc. IRE* 49, № 12, 1941—1942 (1961).
68. Swan C. B., Генерация СВЧ-гармоник в ионизированных газах, *Antenna Lab. Rept. № 29, University of Toronto, Toronto, Canada*, September 1962.
69. Kino G. S., Krenz J. H., Плазменный генератор гармоник, *W. W. Hansen Physics Lab., Stanford University, Stanford California*, Technical Status Report Research Quarterly Status Rept. № 11, 25—28, December 1961.
70. Krenz J. H., Kino G. S., Генерация гармоник и параметрические колебания в плазме, *Wescon Tech. Papers* № 3, 9/2, 1963.
71. Kino G. S., Генерация миллиметровых волн и усиление в плазме, *W. W. Hansen Physics Lab., Stanford University, Stanford*,

- California, Sci. Report № 6, Contract AF 19 (604)—5226, December 1959.
72. Брандт А. А., Тягунов А. В., Умножитель частоты на плазме в неоднородном поле СВЧ, Вестник Моск. ун-та, № 3, 91—93 (1965).
73. Benson F. A., Cooke R. A., Holmes R., Генерация гармоник в безэлектродном разряде, Electronics Letters 1, № 8, 155—156 (1965).
74. Максимов А. И., Свойства СВЧ-разряда вблизи плазменного резонанса, ЖТФ 36, № 10, 1894—1896 (1966).
75. Рамо С., Уиннери Д., Поля и волны в современной радиотехнике, Гостехиздат, 1950.
76. Голант В. Е., Газовый разряд на СВЧ, УФН 65, № 1, 39—86 (1958).
77. Мак-Дональд А. Д., СВЧ-пробой в газах, «Мир», 1969.
78. Cooke R. A., Генерация СВЧ-гармоник безэлектродным газовым разрядом, University of Sheffield. Millimeter Wave Program Project RU 104, Progress Report, October 1962—September 1963.
79. Yen J. L., Lauks V., Плазменный умножитель частоты миллиметровых волн, Electronics Letters 2, № 1, 20—21 (1966).
80. Харвей А. Ф., Техника сверхвысоких частот, «Сов. радио», 1965.
81. Tamagi T., Chiyoda K., Maejima Y., Экспериментальное исследование излучения на гармониках в микроволновом газовом разряде при частоте 34 Гц, Japan Journ. Appl. Phys. 8, № 1, 104—107 (1969).
82. Погребняк Б. Н., Умножение частоты с помощью искрового газового разряда на длине волны 6,5 мм, Украинский физический журнал 9, № 12, 1318—1322 (1964).
83. Tamagi T., Chiyoda K., Maejima Y., Экспериментальное изучение генерации на гармониках в микроволновом газовом разряде при частоте 55 Гц, Japan Journ. Appl. Phys. 7, № 7, 767—770 (1968).
84. Tamagi T., Chiyoda K., Maejima Y., Генерация гармоник миллиметровых волн в газовом разряде на частоте 55 Гц, Proc. IEEE 57, № 5, 851—852 (1969).
85. Chiyoda K., Теория генерации гармоник плазмой газового разряда, Journ. Phys. Soc. Japan 20, № 2, 290—296 (1965).
86. Chiyoda K., Применение принципа подобия для расчета СВЧ-умножителей частоты, использующих газовый разряд, Japan Journ. Appl. Phys. 4, № 9, 692—696 (1965).
87. Chiyoda K., Tamagi T., Преобразование частоты в СВЧ газовом разряде, Proc. IEEE 53, № 9, 1257 (1965).
88. Chiyoda K., Обзор работ, посвященных излучению высших гармоник микроволновым газовым разрядом, Bull. Electrotech. Lab. 31, № 7, 899—903 (1967).
89. Froome K. D., Генерация 29-й гармоники переходом плазма — металл, Электроника 36, № 26, 4 (1963).
90. Froome K. D., 8-ми вольтовая ртутная дуга, излучающая микроволны, Nature 179, № 4553, 267—268 (1957).
91. Froome K. D., Новый СВЧ-генератор гармоник, Nature 184, № 4689, 308 (1959).

92. Froome K. D., Миллиметровые волны генератора гармоник на ртутной дуге, *Nature* 186, № 4729, 959 (1960).
93. Froome K. D., Получение субмиллиметровых волн от дугового генератора гармоник на холодном катоде, *Nature* 188, № 4744, 43 (1960).
94. Froome K. D., СВЧ-генератор гармоник диапазона 600 Гц, *Nature* 193, № 4821, 1169—1170 (1962).
95. Кнапп Р. Н., Martin D. H., Дуговой генератор гармоник Фрума в субмиллиметровой спектроскопии, *Proc. IEEE* 54, № 4, 528—531 (1966).
96. Knight D., Получение СВЧ-гармоник от электрического разряда низкого давления в некоторых газах, *Electronics Letters* 3, № 9, 433—435 (1967).
97. Knight D., Walsh D., Гармоники миллиметровых волн в газовом разряде, *Proc. of the Int. Congress on Microwave Tubes*, Scheweningen. Holland, 3—7 Sept. 1962.
98. Yamashita E., Зависимость мощности излучения на частотах гармоник от давления в газовом разряде СВЧ, *Proc. IEEE* 52, № 12, 1747 (1964).
99. Малахов А. И., Шепелевич Л. Г., Ширина спектральной линии выходного колебания систем стабилизации преобразования частоты, *Радиотехника и электроника* 15, № 2, 328—333 (1970).
100. Crawford F. W., Kino G. S., Колебания и шумы в разрядах постоянного тока при низких давлениях, *Proc. IRE* 49, № 12, 1767—1788 (1961).
101. Берштейн И. Л., Флюктуации амплитуды и фазы лампового генератора, *Изв. АН СССР, сер. физич.* 14, № 2, 145—173 (1950).
102. Моторненко А. П., Белоусов Е. В., Скин-эффект при интенсивном сверхвысокочастотном разряде, *ЖТФ* 37, № 5, 903—905 (1967).
103. Моторненко А. П., Белоусов Е. В., Зинько М. С., Свойства плазменного скин-слоя в СВЧ газовом разряде, *Украинский физический журнал* 12, № 11, 1813—1818 (1967).
104. Берман Л. С., Введение в физику варипапов, «Наука», 1968.
105. Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, Атомиздат, 1964.
106. Козлов О. В., Электрический зонд в плазме, Атомиздат, 1969.
107. Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, «Наука», 1968.
108. Мак-Даниель А., Процессы столкновений в ионизированных газах, «Мир», 1967.
109. Брандт А. А., Тихомиров Ю. В., Нелинейные явления на границе плазма-металл, Третья всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы, Москва, 21—25 июня 1971, Краткое содержание докладов, 491—493.
110. Терлецкий Я. П., Статистическая физика, «Высшая школа», 1966.
111. Русанов В. Д., Современные методы исследования плазмы, Госатомиздат, 1962.
112. Чернетский А. В., Введение в физику плазмы, Атомиздат, 1969.

Александр Александрович Брандт
Юрий Валентинович Тихомиров
ПЛАЗМЕННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

М., 1974 г., 208 с.р. с илл.

Редактор *А. И. Костиенко*

Техн. редактор *Н. В. Кошелева*

Корректор *Т. С. Вайсберг*

Сдано в набор 27/V 1974 г. Подписано к печати 11/XI 1974 г. Бумага 84×108¹/₃₂. Физ. печ. л. 6,5. Условн. печ. л. 10,92. Уч.-изд. л. 10,78. Тираж 3000 экз. Т-18345. Цена книги 92 коп. Заказ № 115.

Издательство «Наука»

Главная редакция

физико-математической литературы

117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства «Наука», Новосибирск-77, Станиславского, 25.

10904
Цена 92 коп

48197