

**ПРАКТИКУМ
ПО РАДИОФИЗИЧЕСКОЙ
ЭЛЕКТРОНИКЕ**

Томск 1983

**П Р А К Т И К У М
І О Р А Д І О Ф І З І Ч Е С К О І
Э Л Е К Т Р О Н И К Е**

**Издательство Томского университета
Томск - 1984**

УДК 621.386.6 (076.5)

Практикум по радиотехнической электронике: - Томск: Изд-во
Томск.ун-та, 1984.-10,1 л. - 30 к. 500 экз. 2402020000.

В пособии изложены необходимые теоретические сведения, задания и методические рекомендации к лабораторным работам по эмиссионной электронике и электронике сверхвысоких частот. Дано подробное описание методики автоматизированного эксперимента. Приведены программы эксперимента и расчета характеристик изучаемого физического объекта.

Для студентов старших курсов радиотехнических специальностей вузов и втузов, а также специалистов, работающих в области радиотехники и электроники.

Редактор - Э.С.Воробейчиков

Рецензент - Б.Н.Пойзнер

П $\frac{2402020000}{177(012)-84}$ 84

© Издательство Томского университета, 1984 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	6
I. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	
ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	7
1. Термоэмиссия с поверхности металлов.	
Работа выхода	7
2. Вольт-амперная характеристика вакуумного диода..	11
3. Контактная разность потенциалов	14
4. Распределение термоэлектронов по скоростям.....	16
5. Флуктуации тока эмиссии.....	18
Экспериментальное изучение термоэлектронной эмиссии..	21
Задача №1. Определение эмиссионных констант вольфрамового катода и закона распределения эмиттированных электронов по скоростям.....	21
Задача №2. Исследование флуктуаций тока термоэлектронной эмиссии.....	32
Программы эксперимента	35
ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ	38
1. Принцип работы и устройство ФЭУ	38
2. Характеристики и параметры фотокатода	39
3. Динодная система	44
4. Шумы и порог чувствительности ФЭУ	47
5. Характеристики и параметры ФЭУ	49
Экспериментальное исследование ФЭУ	53
Задача №1. Определение области спектральной чувствительности ФЭУ	53
Задача №2. Определение пороговой мощности и постоянной времени ФЭУ	57

II. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ (О-тип взаимодействия)

К Л И С Т Р О Н	62
1. Устройство и принцип действия клистрона	62
2. Теории отражательного клистрона	67
Экспериментальное исследование отражательного клистрона	86
Задача №1. Исследование электронной проводимости отражательного клистрона	86
Задача №2. Исследование режима генерации и электронной настройки частоты отражательного клистрона	10
Программа эксперимента	10

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ (О-тип взаимодействия)

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ (ЛБВ)	10
1. Устройство и принцип действия ЛБВ	10
2. Линейная теория ЛБВ	11
3. Частотная характеристика ЛБВ	12
4. Неидеальные свойства ЛБВ	12
Экспериментальное исследование ЛБВ	12
Задача №1. Определение полосы усиления и динамического диапазона усилителя ЛБВ	12
Задача №2. Определение полосы синхронизма взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны	1.
Программа решения дисперсионного уравнения ЛБВ	1.
ЛАМПА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ	1.
1. Устройство ЛОВ	1
2. Свойства неоднородных замедляющих структур ...	14

3. Физические процессы в ЛОВ	147
4. Характеристики ЛОВ.....	157
Экспериментальное исследование лампы обратной волны...	160
Задача. Исследование режима генерации и электронной перестройки частоты ЛОВ.....	160
IV. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТ- НЫМ ПОЛЕМ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ (М-тип взаимодействия)	
МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ МАГНЕТРОН.....	166
1. Устройство магнетрона.....	166
2. Собственные колебания резонаторной системы магнетрона.....	167
3. Структура высокочастотного поля в пространстве взаимодействия.....	173
4. Электронные процессы в магнетроне.....	175
Экспериментальное исследование магнетрона.....	188
Задача. Исследовать режимы возбуждения и генерации N-вида колебаний в магнетроне.....	188

ПРЕДИСЛОВИЕ

Практикум по радиофизической электронике является руководством к практическим и лабораторным занятиям по курсу "Вакуумная электроника и электроника СВЧ". В нем оодержатся описания лабораторных работ, которые выполняют студенты 4-го курса радиофизического факультета Томского университета, специализирующиеся по радиофизике, электронике и оптико-электронным приборам.

Со времени выхода первого издания практикума состав и содержание лабораторных работ по электронике существенно изменились. Модернизация и усовершенствование работ проводилась на основе современных средств и методов научного исследования (автоматизация эксперимента, использование средств вычислительной техники). В новом варианте задания и работам предусматривают проведение достаточного объема теоретических и экспериментальных исследований, позволяющих установить степень адекватности изучаемого объекта и его математической модели.

Теоретическая часть описаний и работам дублирует материал курса "Вакуумная электроника и электроника сверхвысоких частот" и может быть использована как учебное пособие при изучении курса.

В постановке лабораторных работ и составлении описаний принимали участие сотрудники кафедры квантовой электроники и лаборатории автоматизации измерений (ЛАИЗ) Томского университета: В.Г.Клещук (гл. I), В.В.Колпаков (гл. IV), Ф.П.Раксин (гл. I, II, III), В.В.Трифонов (гл. I), В.Я.Хаюнов (гл. II).

Программы эксперимента и расчетов оставлены С.П.Кулаевым (гл. II), Т.С.Портновой (гл. I), Э.В.Сапожковой (гл. III).

I. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Под термоэлектронной эмиссией понимают явление выхода (эмиссии) электронов из нагретых тел. Это явление находит широкое практическое применение в вакуумных и газонаполненных приборах. Катоды (эмиттеры) изготавливаются из чистых металлов или из карбонатов щелочно-земельных металлов (оксидные катоды).

В работе изучается явление термоэлектронной эмиссии, экспериментально определяются эмиссионные константы вольфрамового катода, распределение эмиттированных электронов по скоростям. Проводится исследование шумовых свойств термоэмиссионного тока.

I. Термоэмиссия с поверхности металлов.

Работа выхода

Согласно законам квантовой теории распределение электронов по энергетическим состояниям внутри металла описывается законом Ферми-Дирака:

$$dN_w = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{3/2} \frac{W^{1/2} dW}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}, \quad (I)$$

где dN_w - число электронов в единице объема, имеющих при температуре T энергии в интервале от W до $W+dW$;

m - масса электрона;

$$W_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}$$
 - уровень ферми (n - концентрация электронов в металле);

k - постоянная Больцмана;

h - постоянная Планка.

График распределения электронов по энергиям показан на рис. I (кривая слева). Пунктирная кривая соответствует распределению при нулевой абсолютной температуре, сплошная - при температуре $T > 0$. Из графика видно, что при нулевой температуре в ме-

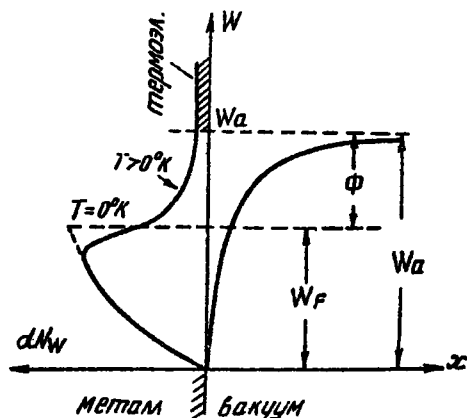


Рис. I. Сопоставление потенциального барьера с кривой распределения электронов по энергиям

талле энергия электронов не может быть больше энергии ферми W_F . Нагревание металла приводит к появлению электронов, энергия которых больше W_F . Энергетический спектр электронов в металле при $T > 0$ неограничен.

Электроны, свободно перемещающиеся внутри металла, не могут выйти за его пределы без затраты энергии, т.к. вблизи поверхности существует потенциальный барьер, препятствующий их вылету. График потенциального барьера изображен на рис. I (кривая справа). Высота потенциального барьера W_a численно равна работе, которую должен совершить электрон против сил потенциального барьера.

Работу W_d называют полной работой выхода.

Преодолеть потенциальный барьер и выйти из металла могут лишь те электроны, энергия которых больше W_d . На графике (рис. I) число таких электронов изображается площадью кривой распределения, расположенной выше уровня W_d (затрихованная область). Электроны, участвующие в эмиссии, называют термоэлектронами. Число термоэлектронов зависит от температуры металла и значения разности уровней энергий $W_d - W_F$. Разность энергий

$$\varphi = W_d - W_F$$

называется эффективной работой выхода (или просто работой выхода). Работа выхода φ равна наименьшей энергии, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся на уровне Ферми, для преодоления им потенциального барьера. Работа выхода зависит от структуры вещества и состояния поверхности эмиттера.

Количественные расчеты числа эмиттированных электронов могут быть выполнены на основе квантовой статистики и приведены в литературе [1]. Первоначально связь плотности тока эмиссии с температурой была установлена Ричардсоном, уточнена Дешманом и получила название закона Ричардсона-Дешмана:

$$j_s = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}} \quad (2)$$

где j_s - плотность термоэлектронного тока;
 T - температура эмиттера;
 φ - работа выхода;
 k - постоянная Больцмана.

Константа A определяется выражением

$$A = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} \bar{D} = A_0 \bar{D}.$$

Здесь $A_0 = 120,4 [A, cm^{-2} K^{-2}]$ - константа, одинаковая для всех металлов; e и m - заряд и масса электрона; $\bar{D}$ - среднее значение коэффициента прозрачности барьера, указывающее на вероятность отражения электронов от потенциального барьера. Величина $\bar{D}$ зависит от формы потенциального барьера и от того, насколько энергия электрока превышает высоту потенциального барьера, вследствие чего величина $\bar{D}$ должна быть различной для разных металлов.

Постоянные A и φ являются константами уравнения термоэлектронной эмиссии (2), их величины для некоторых металлов приведены в табл. I.

Таблица I

Эмиссионные константы чистых металлов

Металл	Работа выхода φ ,	Постоянная A
		$\text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$
Барий	2,11	
Вольфрам	4,54	75
Серебро	4,7	60
Цезий	1,81	162

Из уравнения (2) следует, что величина тока эмиссии сильно зависит от работы выхода и температуры эмиттера. Графическая зависимость тока эмиссии от температуры представляет эмиссионную характеристику эмиттера.

На использовании уравнения (2) основан один из способов экспериментального определения эмиссионных констант A и φ называемый методом прямой Ричардсона. Разделив обе части уравнения (2) на T^2 и логарифмируя равенство, получим

$$\lg \frac{I}{T^2} = \lg A - \frac{0,48 \varphi}{K} \frac{1}{T} \quad (3)$$

Как видно из (3), в полулогарифмической системе координат $(\lg \frac{I}{T^2})$ график эмиссионной характеристики представляет прямую с угловым коэффициентом, равным $0,48 \varphi / K$, отсекающую на оси ординат отрезок, равный $\lg A$ (рис. 2). Таким образом, сняв зависимость тока эмиссии от температуры и построив прямую Ричардсона, можно найти константы эмиссии

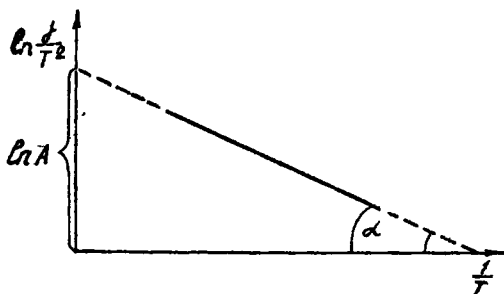


Рис.2. Эмиссионная характеристика в полулотарифической системе координат (прямая Ричардсона)

2. Вольт-амперная характеристика вакуумного диода

В работе закономерности термоэмиссии изучаются методом вольт-амперных характеристик диода, содержащего металлический (вольфрамовый) катод. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода показывает зависимость анодного тока от разности потенциалов между анодом и катодом диода. Анодный ток в общем случае не равен току эмиссии катода. Величина

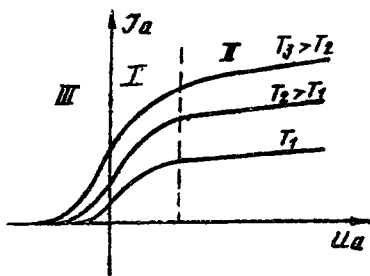


Рис.3. Вольт-амперные характеристики диода

анодного тока зависит от распределения потенциала внутри диода, которое создается полем внешнего источника напряжения, контактной разностью потенциалов и полем пространственного заряда эмиттированных электронов. На рис.3 изображено семейство ВАХ диода при разных температурах катода. На характеристике диода различают три области: I- область тока, ограни-

ченная пространственным зарядом; II- область тока насыщения; III- область начального тока. Рассмотрим зависимость тока от напряжения для каждой области характеристики.

Область I Для области I характеристики ток через диод ограничен действием сил пространственного заряда электронов,

движущихся к аноду. Пространственный заряд электронов понижает потенциал поля в межэлектродном пространстве так, что вблизи катода образуется минимум потенциала. График распределения потенциала в диоде для режима пространственного заряда приведен на рис.4 (кривая 2). Таким образом, у поверхности катода существует область торможения электронов — потенциальный барьер вследствие чего часть электронов, имеющих недостаточную энергию для преодоления барьера, отражаются от него и не проходят на анод. Величина минимума потенциала зависит от напряжения на аноде U_A и поля, созданного объемным зарядом электронов. Зависимость анодного тока от напряжения на аноде в режиме пространственного заряда (при нулевой начальной скорости электронов) описывается формулой Чайлда-Ленгмюра (закон $3/2$)

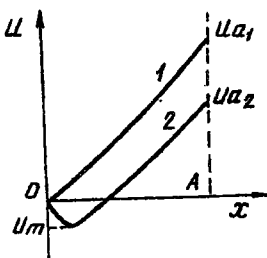


Рис.4. Распределение потенциала в диоде

ного объемным зарядом электронов. Зависимость анодного тока от напряжения на аноде в режиме пространственного заряда (при нулевой начальной скорости электронов) описывается формулой Чайлда-Ленгмюра (закон $3/2$)

$$I_{aI} = g U_a^{3/2}, \quad (4)$$

где g — параметр, зависящий от геометрии диода.

О б л а с т ь II. Область II характеристики соответствует режиму насыщения, который устанавливается в диоде при достаточно большой напряженности внешнего поля. Распределение потенциала поля в диоде показано на рис.4 (кривая I). В режиме насыщения ускоряющая сила со стороны внешнего поля больше тормозящей силы объемного заряда, поэтому все электроны, эмиттированные катодом, идут на анод (ток насыщения). Таким образом, ток насыщения равен току эмиссии катода. Ток эмиссии катода возрастает с ростом напряженности внешнего поля, т.к. ускоряющее внешнее поле уменьшает работу выхода электронов (эффект Шоттки). Зависимость тока эмиссии от напряженности внешнего поля, найденная Шоттки, имеет вид

$$J_{aII} = J_0 e^{\frac{e\sqrt{E}}{2kT} \sqrt{\frac{E}{E_0}}}, \quad (5)$$

где J_s - ток термоэмиссии катода;
 E - напряженность внешнего поля;
 T - температура катода.

Уравнение Шоттки (5) используют для расчета тока термоэмиссии J_s . Метод расчета иллюстрируется на рис.5.

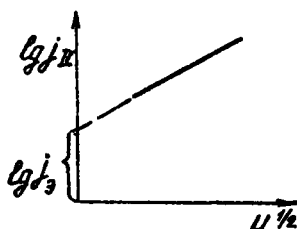


Рис.5. Определение тона эмиссии по участку на-
 сщения

Область III При отрицательном напряжении на диоде (область III) анодный ток обусловлен начальной скоростью электронов. Так как начальные скорости эмиттированных электронов малы, то протяженность участка III ВАХ невелика (0 - 2+3 В). Зависимость тока от напряжения в области III определяется распределением электронов по скоростям, контактной разностью потенциалов в ди-

оде и полем объемного заряда электронов. Влияние контактной разности потенциалов приводит к сдвигу характеристики относительно начала координат $U_a = 0$

Как будет показано дальше, для эмиттированных электронов справедлив закон распределения по скоростям Максвелла. Если влияние объемного заряда пренебрежимо мало, то зависимость анодного тока от тормозящего потенциала на аноде U_a имеет вид (для диода плоской конструкции)

$$J_{aII} = J_s e^{-\frac{eU_a}{kT}}, \quad (6)$$

где J_s -ток термоэмиссии.

Для цилиндрического диода с тонким катодом зависимость анодного тока от напряжения принимает следующий вид:

$$J_{aII} = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{eU_a}{kT}} e^{-\frac{eU_a}{kT}}.$$

оба электрода накоротко соединены друг с другом и, следовательно, уровни Ферми у них совпадают, то в пространстве между электродами действует разность потенциалов, равная разности работ выхода, — контактная разность потенциалов

$$\mathcal{U}_{кр} = \varphi_k - \varphi_a \quad (7)$$

Если $\varphi_a > \varphi_k$, то $\mathcal{U}_{кр} < 0$, т.е. поле КРП тормозит движение электронов. Чтобы правильно учитывать влияние КРП на движение электронов, надо иметь в виду, что в формуле (7) с положительным знаком должна стоять работа выхода того электрода, от которого электрон летит [2]

Для учета контактной разности в диоде ее значение необходимо добавлять к подаваемому анодному напряжению. Экспериментально КРП может быть определена по виду вольт-амперной характеристики, снятой при отрицательном и положительном напряжении на аноде. Построив оба участка характеристики в полулогарифмической системе координат и аппроксимируя положительный участок прямой, найдем точку пересечения прямых, как показано на рис. 7. Излом прямых должен произойти в точке, где полный потенциал равен нулю, т.е.

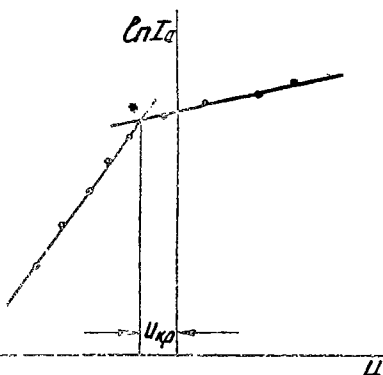


Рис. 7. Определение контактной разности потенциалов

равна контактной разности потенциалов $\mathcal{U}_{кр}$.

т.е. поле КРП тормозит движение электронов. Чтобы правильно учитывать влияние КРП на движение электронов, надо иметь в виду, что в формуле (7) с положительным знаком должна стоять работа выхода того электрода, от которого электрон летит [2]

Для учета контактной разности в диоде ее значение необходимо добавлять к подаваемому анодному напряжению. Экспериментально КРП может быть определена по виду вольт-амперной характеристики, снятой при отрицательном и положительном напряжении на аноде. Построив оба участка характеристики в полулогарифмической системе координат и аппроксимируя положительный участок прямой, найдем точку пересечения прямых, как показано на рис. 7. Излом прямых должен произойти в точке, где полный потенциал равен нулю, т.е.

$$\mathcal{U}_a = -\mathcal{U}_{кр},$$

и, следовательно, абсцисса точки пересечения прямых

4. Распределение термоэлектронов по скоростям

Электроны в металле, участвующие в эмиссии, имеют большие скорости. В квантовой статистике распределение по скоростям для быстрых электронов совпадает с распределением Максвелла. Из (I), полагая $W > W_F$, можно получить следующую функцию распределения по направлению скорости u_x , нормальной к эмиттирующей поверхности [1] :

$$dn_{u_x} = M u_x e^{-\frac{m u_x^2}{2kT}} du_x, \quad (8)$$

$$\text{где } M = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} e^{-\frac{W_F}{kT}}$$

Для электронов, вышедших из металла, сохраняется максвелловское распределение по скоростям (8). В самом деле, скорость электрона v_x вне металла равна

$$\frac{m v_x^2}{2} = \frac{m u_x^2}{2} - W_F. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получим распределения по скоростям термоэлектронов вне металла

$$dn_{v_x} = N \cdot v_x e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}} dv_x. \quad (10)$$

где N - константа, не зависящая от скорости v_x

График функции распределения (10) для разных температур эмиттера приведен на рис.8.

Для экспериментального изучения закона распределения термоэлектронов обычно используют метод тормозящего поля. Суть метода состоит в том, что экспериментально определяется зависимость анодного тока от тормозящего поля в диоде. Эта зависимость отражает

интегральный закон распределения электронов по энергиям. Из интегрального распределения путем дифференцирования можно найти дифференциальный закон (10). Покажем это.

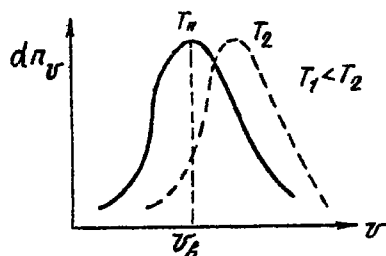


Рис. 8. Функция распределения электронов по скоростям

шется в виде

$$\frac{m v_x^2}{2} = -eU_d$$

Анодный ток диода определяется выражением

$$I_a = e S_k \int_0^{\infty} d n v_x \sqrt{2 e U_d}, \quad (II)$$

где S_k - площадь катода;
 e - заряд электрона.

Подставляя закон распределения (10) в (II) и вычисляя интеграл, найдем

$$I_a = e S_k N \cdot e \frac{e U_d}{k T} = I_z e \frac{e U_d}{k T}, \quad (I2)$$

где I_z - ток термоэмиссии.

Если поле, создаваемое объемным зарядом электронов, пренебрежимо мало, то задерживающая разность потенциалов в диоде равна

$$U_d = -U_a + U_{кр},$$

где U_a - напряжение, приложенное к диоду;

$U_{кр}$ - контактная разность потенциалов.

При тормозящем поле в плоском диоде условие попадания на анод электронов, имеющих скорость v_x , запи-

Дифференцируя (II), получим

$$d\pi_{v_x} = \frac{1}{eS\kappa} \left(\frac{\partial J_a}{\partial v_x} \right) v_x = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}.$$

Таким образом, дифференциальный закон распределения электронов по скоростям определяется через производную от функции анодного тока $J_a(u_x)$

На соотношении (I2) основан простой способ проверки закона распределения Максвелла. Логарифмируя (I2), получим

$$\lg \frac{J_a}{J_0} = 0,45 \frac{v}{kT} u_x.$$

И, следовательно, при максвелловском распределении зависимость $\lg \frac{J_a}{J_0} = f(u_x)$ представляет собой прямую, наклон которой определяется температурой электронного газа T .

Можно показать [5], что в цилиндрическом диоде при радиусе катода, много меньшем радиуса анода, линейная зависимость $\lg \frac{J_a}{J_0}$ от u_x сохраняется.

5. Флуктуации тока эмиссии

Процесс эмиссии электронов из металла носит случайный характер. Ток термисмиссии не остается строго постоянным, а испытывает случайные, хаотические изменения (флуктуации) около среднего значения, определяемого законом Ричардсона-Дэшмана (рис. 9). Флуктуации тока имеют небольшую относительную величину, но они определяют такой важный параметр прибора, как чувствительность его к приему слабых сигналов.

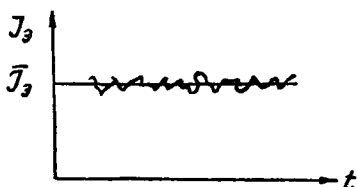


Рис. 9. Флуктуации тока эмиссии

Различают флуктуации естественные и технические. Естественные флуктуации тока, обусловленные статистической природой электронного газа,

имеют небольшую относительную величину, но они определяют такой важный параметр прибора, как чувствительность его к приему слабых сигналов.

называются дробовыми флуктуациями (или дробовым шумом). Эти флуктуации принципиально неустранимы.

Технические флуктуации связаны со случайным изменением овой-отв змиттирующей поверхности или уоловий внешней среды (температуры, давления). Эти флуктуации получили название фликкерных флуктуаций. Они могут быть ослаблены улучшением технологии изготовления прибора, его термостатированием и т.д.

Количественной мерой флуктуаций служит величина средней мощности (дисперсия) флуктуаций $\overline{i^2}$

$$\overline{i^2} = (\overline{i} - \overline{i})^2,$$

($\overline{i}$ - среднее значение тока, определяемое законом Ричардсона-Дешмана),

а также спектральная интенсивность (или спектральная плотность мощности) флуктуаций, показывающая величину мощности шума в единичном интервале частот

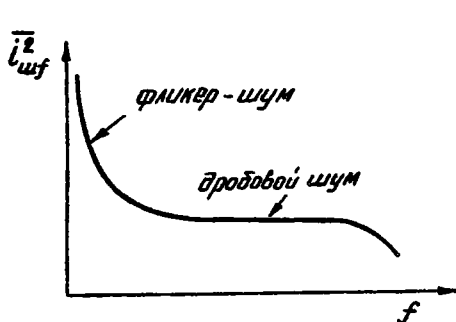


Рис.10. Спектральная характеристика шумов тока эмиссии

$$\overline{i_f^2} = \frac{\overline{i^2}}{\Delta f}$$

Флуктуации тока распределены в широкой полосе частот. На рис.10 приведена типичная зависимость спектральной интенсивности шумов тока диода от частоты. Дробовые флуктуации представляют собой "белый шум", интенсивность которого остается постоянной в широкой полосе частот. Гранич-

ная частота дробового шума со стороны высоких частот равна величине, обратной времени пролета электроном расстояния между катодом и анодом. Интенсивность дробового шума начинает падать на частотах порядка $10^7 - 10^8$ Гц.

Мощность дробовых флуктуаций тока определяется законом Шоттки [1]

$$\overline{i_{gp}^2} = 2e\overline{J_d}\Delta f, \quad (14)$$

где $\overline{J_d}$ - среднее значение тока;
 Δf - полоса частот дробовых флуктуаций.

Из (14) следует, что спектральная интенсивность дробового шума $\overline{i_{gp}^2}$ не зависит от частоты ("белый шум") и равна

$$\overline{i_{gp}^2} = 2e\overline{J_d}$$

Теория фликкерных флуктуаций разработана недостаточно полно и при расчетах фликкерных шумов используют обычно полумпирические формулы [2]. Экспериментально было показано, что спектральная интенсивность фликкерного шума зависит от частоты по закону

$$\overline{i_{фл}^2} = \frac{\alpha}{f^n},$$

где α - константа, $1 \leq n < 2$.

Экспериментальное исследование флуктуаций тока термоэмиссии в диоде проводитон в режиме насыщения, когда анодный ток диода равен току эмиссии. Экспериментально было установлено, что в режиме пространственного заряда имеет место эффект подавления (депрессия) флуктуаций тока пространственным зарядом электронов.

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов В.И. Электроника, ч. I. - М.: ГИФМЛ, 1962, с. 144-208
2. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. - М.: Наука, 1968, с. 98.
3. Практикум по радиофизической электронике / Под ред. Воробейчикова Э.С. - Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1966, с. 232.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Задача № I. Определение эмиссионных констант вольфрамового катода и закона распределения эмиттированных электронов по скоростям.

Задание

1. Ознакомиться с устройством и работой автоматизированной измерительной системы (АИС) для исследования термоэмиссии катода. Изучить алгоритм программы эксперимента по определению эмиссионных констант.
2. Провести автоматизированный эксперимент по определению констант эмиссии. Используя полученную с ЭВМ таблицу результатов эксперимента, построить прямую Ричардсона и найти работу выхода φ и константу A . Оценить погрешность в определении константы φ .
3. Ознакомиться с алгоритмом программы эксперимента по изучению закона распределения электронов по скоростям. Провести эксперимент. Построить графики распределения электронов по скоростям и проверить выполнение закона Максвелла.

Описание экспериментальной установки и методические рекомендации

I. Описание автоматизированной измерительной системы (АИС)

Эмиссионные константы определяются методом автоматизированного эксперимента. Автоматизированная измерительная система представляет собой комплекс устройств, осуществляющих автоматическое управление экспериментом по заданной программе, прием, математическую обработку и отображение результатов эксперимента. В данной работе программа эксперимента предусматривает снятие семейства вольт-амперных характеристик диода, вычисления эмиссионных констант A и Φ и построение графика распределения эмиттированных электронов по скоростям.

Блок-схема АИС показана на рис. II.

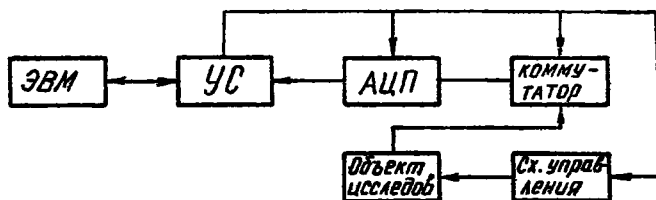


Рис. II. Блок-схема автоматизированной измерительной системы для исследования термоэMISSION

Программное управление экспериментом, математическую обработку и отображение результатов эксперимента осуществляет ЭВМ МИР-2, которая связана с экспериментальной установкой с помощью устройства сопряжения (УС). Устройство сопряжения по заданной программе вырабатывает сигналы, управляющие работой всех блоков АИС, а также передает полученную в ходе эксперимента информацию для обработки на ЭВМ.

В блоке управления режимом диода (УРД) находятся испытуемый объект (диод) и программно-управляемая схема питания накала и анодной цепи диода. Функциональная схема блока УРД приведена на рис.12.

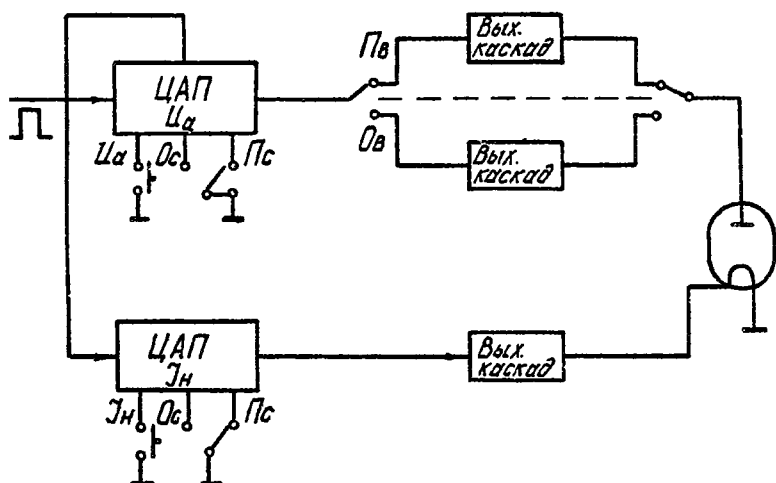


Рис.12. Схема управления режимом работы диода

Изменение анодного напряжения и тока накала диода по заданной программе осуществляется с помощью цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП), собранных на основе четырехразрядных двоичных реверсивных счетчиков типа К15ВН1Е7, которые позволяют формировать 16 уровней напряжения (тока). Таким образом, каждая ВАХ диода снимается по 16 дискретным точкам.

Переключатель Пв - Ов изменяет полярность подаваемого на анод напряжения (Пв - положительное напряжение, Ов - отрицательное напряжение).

В блоке УРД формируются также выходные сигналы U_a, U_i, U_d, U_g (схему на рис. 13), по которым определяются анодное напряжение U_a , анодный ток I_a и ток накала I_n диода.

С выхода блока УРД сигналы поступают на коммутатор. Коммутатор последовательно передает информацию на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). В АЦП аналоговые сигналы преобразуются в двоичный цифровой код и через устройство сопряжения поступают на ЭВМ.

Процедура снятия семейства ВАХ диода состоит в следующем.

В ЭВМ вводится программа эксперимента. По сигналу от ЭВМ устройство сопряжения (УС) запускает схему управления диодом и на аноде диода устанавливается начальное напряжение. Одновременно со схемой управления УС запускает коммутатор и АЦП.

Информация о величинах измеряемых напряжений поступает последовательно через коммутатор и АЦП в УС. В УС формируется предложение с данной информацией, которое воспринимается вычислительной машиной. ЭВМ обрабатывает полученную информацию по соответствующей программе, заносит результат в память и вырабатывает сигнал, позволяющий перейти к следующей ступени напряжения на аноде диода. После этого цикл работы повторяется. Число рабочих циклов равно 16 (числу вырабатываемых уровней анодного напряжения).

Таким образом снимается одна анодная характеристика диода при фиксированном значении тока накала. Последней ступенькой анодного напряжения запускается цифро-аналоговый преобразователь тока накала в блоке УРД. Устанавливается новое значение тока накала и по указанной выше методике снимается следующая анодная характеристика. Всего снимается пять анодных характеристик для пяти фиксированных значений тока накала.

Аналогично снимается семейство ВАХ при отрицательном напряжении на аноде диода. При этом переключатель Пв - Он в блоке УРД должен быть установлен в положение Об (обратная ветвь характеристики).

После снятия характеристик ЭВМ переходит к математической обработке полученных результатов эксперимента, вычислению эмиссионных констант и построению графика распределения электронов по скоростям.

2. Методика определения режима работы диода

В ходе эксперимента для вычисления эмиссионных констант необходимо определять абсолютные значения напряжения U_a тока J_a диода и температуры катода T . Для измерения величины тока и напряжения на диоде в схему питания диода включены измерительные сопротивления R_1, R_2, R_3, R_4, R_5 . Схема измерения напряжения и тока диода показана на рис.13.

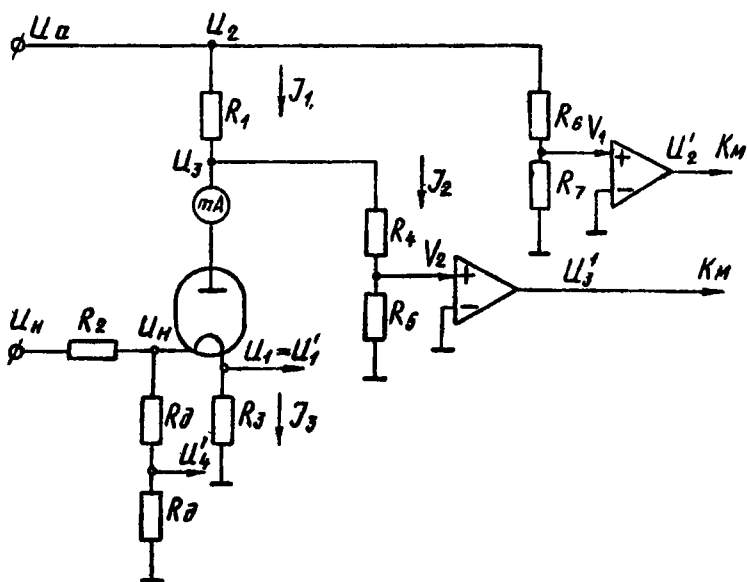


Рис.13. Схема измерения напряжения и тока диода

Нетрудно показать, что измеряемые величины напряжений $U_1 - U_4$ связаны с величинами анодного тока напряжения и током накала J_H диода следующими соотношениями:

$$J_H = J_1 - J_2 = \frac{U_3 - U_2}{R_1} - \frac{U_1}{R_4 + R_5} ;$$

$$J_H = \frac{U_1}{R_5} - J_2 ;$$

$$U_2 = U_3 - U_1 \cdot \frac{U_H - U_1}{2}$$

Таким образом, измеряя напряжения $U_1 - U_4$, по известным значениям R_1, R_3, R_4, R_5 можно найти напряжение U_2 и ток J_2 и J_H диода.

Для обеспечения нормальной работы блоков обработки информации (ЦАП, коммутатор) напряжения $U_1 - U_4$ нормируют с помощью делителей $R_4 - R_5, R_6 - R_7, R_8 - R_9$ и последующих операционных усилителей V_1, V_2 . Коэффициенты пропорциональности между выходными сигналами $U'_1 - U'_4$, поступающими на коммутатор после операционных усилителей, и сигналами $U_1 - U_4$ определяются в процессе калибровки. В ходе эксперимента ЭВМ, получая информацию с величине напряжений по всем каналам, используя калибровочные коэффициенты, определяет истинные значения напряжений на электродах лампы.

Для определения температуры катода используется температурная характеристика вольфрамового катода, связывающая температуру катода с током накала. Эта зависимость аппроксимируется полиномом I-й степени.

$$T = \alpha_0 + \alpha_1 J_H.$$

Коэффициенты аппроксимации α_1, α_0 используются в программе эксперимента для расчета температуры катода по измеренному значению тока накала J_H .

3. Алгоритм программы эксперимента по определению констант термоэлектронной эмиссии

Для расчета констант термоэлектронной эмиссии A и ϕ согласно уравнению (3) необходимо знать зависимость эмиссионного тока от температуры катода. Эта зависимость может быть определена из семейства ВАХ диода, снятых при разных токах накала катода. Алгоритм программы эксперимента по определению эмиссионных констант приведен на рис. 14.

Программа снятия семейства ВАХ диода содержит два рабочих цикла - внутренний для снятия вольт-амперной характеристики $I_a(U_a)$ при постоянном токе накала (температуре) катода и внешний, в котором осуществляется изменение тока накала.

Программа начинается с установки начальных напряжения анода и тока накала. Информация о величинах напряжения и токов диода обрабатывается на ЭВМ, где с помощью калибровочных коэффициентов рассчитывается первая точка ВАХ и вырабатывается сигнал для запуска следующей ступени анодного напряжения. Внутренний цикл программы повторяется 16 раз в соответствии с числом уровней анодного напряжения. Таким образом, каждая вольт-амперная характеристика снимается по 16 дискретным точкам. В ходе эксперимента графики ВАХ выводятся на экран дисплея.

По окончании снятия характеристики на участке насыщения ВАХ проводится расчет величин эмиссионного тока J_s и температуры катода T , а также рассчитываются величины $\frac{J_s}{T^2}$ и $\frac{J_s}{T}$, необходимые для построения прямой Ричардсона. Массив обработанной информации выводится на цифропечать.

Затем программа переходит к работе по внешнему циклу. Устанавливается другое значение тока накала, после чего программа возвращается снова к работе по внутреннему циклу, т.е. снимается и обрабатывается следующая характеристика диода при другой температуре катода. Всего снимаются 5 характеристик диода, соответствующих различным токам накала катода.

По окончании эксперимента проводится расчет эмиссионных констант A и ϕ методом прямой Ричардсона. График прямой Ричардсона выводится на экран дисплея, значения эмиссионных констант - на цифропечать.

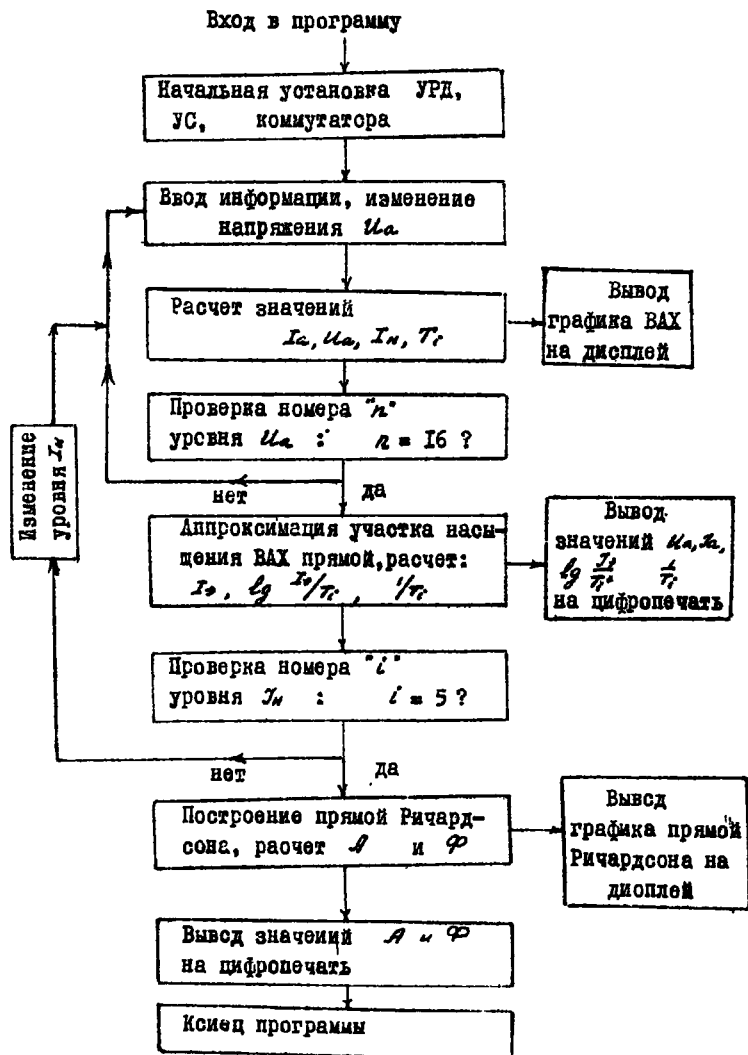


Рис. I4. Алгоритм программы эксперимента по определению констант термоэлектронной эмиссии

4. Алгоритм программы эксперимента по изучению закона распределения

Для построения графика распределения по скоростям используется экспоненциальный участок характеристики диода (отрицательная ветвь ВАХ). Программа снятия ВАХ при отрицательном напряжении на аноде аналогична рассмотренной выше в п.3. Поэтому на рис.15 приведен алгоритм программы, определяющий обработку информации после вывода ВАХ на экран дисплея.

Математическая обработка включает в себя аппроксимацию характеристики и расчет зависимости $\frac{\partial n}{\partial v}(v)$. Графики распределения электронов по скоростям для нескольких температур катода выводятся на экран дисплея. Кроме того, печатающее устройство выдает цифровую таблицу результатов эксперимента.

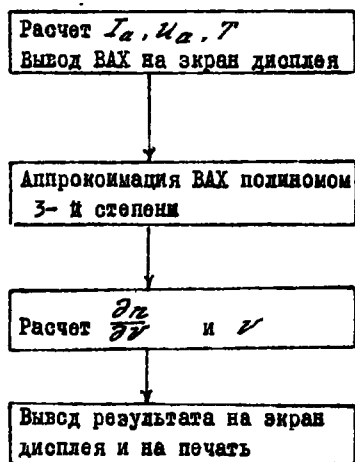


Рис.15. Алгоритм программы расчета графика распределения электронов по скоростям

5. Порядок выполнения работы

а. Определение констант эмиссии:

- Подготовить к работе информационно-вычислительный комплекс, включить тумблеры "сеть" , АЦП, коммутатора.
- Подключить питающие напряжения (9 и 230 В) к блоку УРД.
- Прогреть приборы в течение 30 мин.
- На передней панели блока УРД нажать кнопку "Пз", тумблер "Пс-Ос" $\mathcal{U}_a$ установить в положение "Пс" , а тумблер "Пс-Ос" $\mathcal{I}_a$ - в положение "Ос".
- Ввести в ЭВМ перфоленгу с калибровочными коэффициентами и программу расчета констант эмиссии.
- Включить тумблер на выносном пульте ЭВМ, контролировать ход эксперимента на экране дисплея, куда выводятся графики вольт-амперных характеристик диода.
- По окончании снятия ВАХ нажать кнопку "пуск" на пульте ЭВМ. При этом на экран дисплея выводится график прямой Ричардсона, а на цифропечать значения констант эмиссии A и φ

б. Изучение закона распределения термоэлектронов по скоростям:

- На передней панели блока УРД нажать кнопку "Оз".
- Ввести в ЭВМ перфоленгу с калибровочными коэффициентами и программу эксперимента по изучению распределения электронов по скоростям.
- Включить тумблер на выносном пульте ЭВМ. На экран дисплея выводятся ВАХ диода, а на цифропечать таблица соответствующих значений $\mathcal{U}_a$ и $\mathcal{I}_a$
- Нажать кнопку "пуск" на выносном пульте ЭВМ. На экран дис-

плен выводятся графики распределения электронов по скоростям при разных температурах катода.

Зарисовать графики и объяснить характер зависимости закона распределения от температуры.

Изучение термоэмиссии проводится на диоде типа 2Д9С, содержащем вольфрамовый катод прямого накала. Справочные данные диода 2Д9С приведены в табл. 2.

Таблица 2

Ток накала I_n , А	Напряжение анода U_a (насыщения), В
0,4	100
0,35	60
0,3	10

Контрольные вопросы

1. Как связана плотность тока эмиссии с температурой?
Основные эмиссионные константы.
2. В чем состоит метод Ричардсона определения эмиссионных констант?
3. Каким законам подчиняется ток в диоде при положительном и отрицательном напряжениях на аноде?
4. Объяснить, почему и как по семейству вольтамперных характеристик диода при отрицательном напряжении на аноде можно найти закон распределения электронов по скоростям?
5. Чем определяется погрешность измерения работы выхода при использовании автоматизированной измерительной системы?

Задача № 2. Исследование флуктуаций тока термо-электронной эмиссии.

Задание

1. Снять спектральную характеристику шумов тока эмиссии. Определить граничную частоту фликкерных флуктуаций.
2. Снять и построить зависимость дисперсии дробового шума от эмиссионного тока.
3. Провести расчет зависимости дисперсии дробового шума от тока эмиссии по формуле (14) (формула Шоттки). Дать оценку совпадения расчетных и экспериментальных результатов.

Описание установки и методические рекомендации

Схема установки для исследования шумов тока эмиссии показана на рис.16.

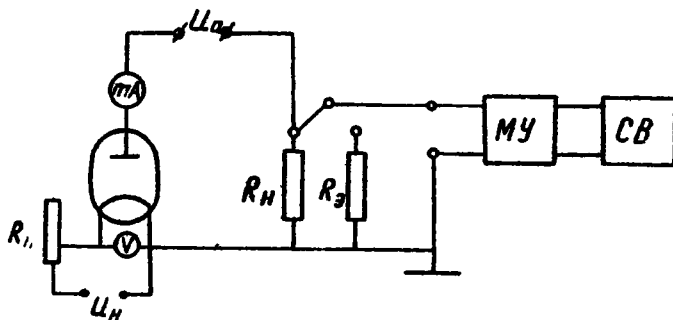


Рис.16. Схема исследования шумов тока эмиссии

Флуктуации анодного тока диода создают на нагрузочном сопротивлении R_H ($R_H = 1 \text{ КОМ}$) шумовое напряжение

$$\sqrt{U_{ш}^2} = \sqrt{U_{ш}^2} R_H.$$

Шумовое напряжение подается на вход широкополосного малошумящего усилителя (МУ) с равномерной частотной характеристикой в диапазоне частот от 50 Гц до 2 МГц. Напряжение на выходе усилителя (МУ) измеряется селективным микровольтметром (СВ), полоса пропускания которого много меньше полосой усилителя, что необходимо для снятия спектральной характеристики шума.

Эталонное сопротивление $R_э$ используется для калибровки схемы измерения шума.

Порядок выполнения работы

Подать питающие напряжения на диод и установить ток накала и анодное напряжение, соответствующие режиму насыщения (см. табл. I).

- а. Снять спектральную характеристику шумов при фиксированном значении эмиссионного тока $I_э$. Для этого установить постоянное значение тока эмиссии и, перестраивая селективный вольтметр, снять зависимость его показаний от частоты настройки $U_{ш}(f)$. Определить спектральную плотность $S(f)$ измеренного шума

$$S(f) = \frac{U_{ш}(f)}{\sqrt{\Delta f}},$$

где Δf - полоса пропускания микровольтметра.

Построить график спектральной характеристики $S(f)$

- б. Снять зависимость мощности дробового шума (дисперсии) $\overline{I_{ш}^2}$ от величины эмиссионного тока $I_э$. Абсолютное значение дисперсии шума определяется с помощью эталонного сопротивления $R_э$. Для этого вначале измеряется шум тока эмиссии и отмечается показание микровольтметра. Затем вход усилителя (МУ) переключается на эталонное сопротивление. Путем подбора величины $R_э$ устанавливается такое же пока-

зание микровольтметра, что и при измерении шумов диода. Следовательно, напряжение шума, создаваемого диодом на сопротивлении R_H , и напряжение, создаваемое тепловым шумом на эталонном сопротивлении R_2 , равны

$$\sqrt{i_{\text{ш}}^2} R_H = \sqrt{4kT R_2 \Delta f}.$$

Отсюда

$$i_{\text{ш}}^2 = 4kT \frac{R_2}{R_H^2} \Delta f,$$

$$4kT = 1,66 \cdot 10^{-20} \text{ Дж при } T = 300 \text{ К}.$$

Измерение дисперсии дробового шума провести для нескольких значений эмиссионного тока I_2 . Построить график зависимости $i_{\text{ш}}^2(I_2)$.

Используя соотношение (14), провести расчет зависимости дисперсии дробового шума от тока эмиссии $i_{\text{ш}}^2(I_2)$. Дать оценку совпадения результатов расчета и эксперимента

Контрольные вопросы

1. Какова природа дробовых и фликкерных шумов эмиссионного тока?
2. Дайте определение спектральной интенсивности шума и дисперсии шума.
3. Какой вид имеет спектральная характеристика шумов тока эмиссии?
4. Нарисуйте блок-схему установки для измерения шумов и укажите, каким устройством определяется полоса частот измерения шума.
5. Какая методика измерения мощности шума тока эмиссии предусмотрена в данной работе?
6. Расскажите методику снятия спектральной характеристики шума.
7. Почему шумовые характеристики тока эмиссии диода следует снимать в режиме насыщения?

Программы эксперимента

Программа эксперимента по определению констант термозмисии

```

"ВЫП""МАСШ"0,200,0,.0012;W=1;UK=.2;R1=1;R2=75*103;R3=4.809*106;
J=1;K=1;АЩ."ВВОД"35;X1[Σ]=A[1];G1[Σ]=A[2];W1[Σ]=A[3];U[Σ]=A[4]
;K=K+1;"Е"Σ=17*10*""НА"АП;"НА"АП;АП.А[1]=X1[J];A[?]=G1[J];A[3]=
W1[J];A[4]=U[J];"ДЛ"И=1"Л"1"ДО"4"ВЫП"(A1=Σ(A[I]/1013);A2=Σ((A[I]
)-A1*1013)/1012);A3=Σ((A[I]-A1*1013-A2*1012)/10);A4=A[I]-A1*101
3-A2*1012-A3*10;A10[I]=A1*813+A2*812+A3*8+A4+.02);U1[J]=A10[1];
U2[J]=A10[2];U3[J]=A10[3];U4[J]=A10[4];IA[J]=U2[J]*R2/R2-U4[J]*
K4/R2-U4[J]*K4/R3;EA[J]=U4[J]*K4-(U3[J]*K3-U1[J]*K1)/2-U1[J]*K1
;IH[J]=U1[J]*K1/R1-IA[J];UA[J]=EA[J]+UK;J=J+1;"Е"J=17*10*""НА"З;
"НА"АП;З."ДЛ"Z=1"Л"1"ДО"15"ВЫП""ГР"1,UA[Z],IA[Z];"ДЛ"И=1"Л"1"ДО
"5"ВЫП"(X[I]=UA[I+10];F[I]=IA[I+10]);S5=Σ(I=1,15,IH[I])/15;T1=.
863585*103+392857*104*S5;K11=5;1.N1=1;EP=1*10-8;"ДЛ"R=0"Л"1"ДО"N1"ВЫ
П("ДЛ"И=0"Л"1"ДО"N1"ВЫП"Н[R+1,I+1]=Σ(J=1,K11,X[J]*I(R+I));H[R+1
,N1+2]=Σ(J=1,K11,F[J]*X[J]*I(R));N=N1+1;"ДЛ"K=1"Л"1"ДО"N-1"ВЫП"(E
=0;J=K;"ДЛ"И=K"Л"1"ДО"N"ВЫП""Е"ABS(E)-ABS(H[I,J])<0*10*(E=H[I,J
];B=I);"Е"ABS(E)<EP*10("ВЫВ"[МАТР.ВЫРОД];"СТО");"Е"R=В*ТО""НА
"Л;"ДЛ"J=K"Л"1"ДО"N+1"ВЫП"(S=H[K,J];H[K,J]=H[B,J];H[B,J]=S);L."
ДЛ"И=K+1"Л"1"ДО"N"ВЫП"(M=H[I,K]/H[K,K];"ДЛ"J=K+1"Л"1"ДО"N+1"ВЫП
"Н[I,J]=H[I,J]-M*H[K,J]);"ДЛ"И=N"Л"1"ДО"1"ВЫП"(S=0;"ДЛ"K=0"Л"1
"ДО"N-1"ВЫП"S=S+H[N-K,N+1]*H[I,N-K];H[I,N+1]=(-S+H[I,N+1])/H
[I,I]);"ДЛ"И=1"Л"1"ДО"N"ВЫП"Р[I]=H[I,N+1];T=Σ(I=1,N,P[I]*X[I]*(I-1))/2);T=√(T/K11);"ВЫВ""МАСС"Р,"СТР",T;"Е"W=
6*10*""НА"2;B[W]=LG((P[1]+P[2]*120)/T112);C[W]=1/T11;"ВЫВ""МАСС"
IA,"МАСС"UA,T1;J=1;W=W+1;"Е"W=6*10*""НА"Н;K=1;"НА"АП;Я."СТОП";"
ЭК""ОЧИ";"МАСШ".33*10-3,.5*10-3,.95*10-1,.115*10-2;K11=5;"ДЛ"J=1"Л"1"ДО
"5"ВЫП"(X[J]=C[J];F[J]=B[J];"ГР"1,C[J],B[J]);"НА"1,2."ВЫВ""МАСС

```

"Б,"МАСС"С"ТД"U1[16];U2[16];U3[16];U4[16];A10[4];IA[16];IH[16];
UA[16];EA[16];X[15];P[15];B[5];C[5];H[4,5];P[4];X1[16];W1[16];G
1[16];U[16]"КОН"0

Программа эксперимента по изучению закона
распределения электронов по скоростям

"ВЫП" "МАСС" -2.3,0,0,.0001;C=1;W=1;UH=.2;R1=1;R2=75*10³;R3=4.809*10⁶;
J=1;A=1. "ВВОД"35;"ДЛ" I=1 "J"1 "ДО"4 "ВЫП" (A1=Z(A[I]/1013);A2=Z(
A[I]-A1*1013)/1012);A3=Z((A[I]-A1*1013-A2*1012)/10);A4=A[I]-A1*1
013-A2*1012-A3*10;A10[I]=A1*813+A2*812+A3*8+A4+.02);U1[J]=A10[1]
;U2[J]=A10[2];U3[J]=A10[3];U4[J]=A10[4];IA[J]=U2[J]*K2/R2-U4[J]*
K4/R2-U4[J]*K1/R3;EA[J]=U4[J]*K4-(U3[J]*K3-U1[J]*K1)/2-U1[J]*K1;
IH[J]=U1[J]*K1/R1-IA[J];UA[J]=EA[J]+UH;J=J+1;"Е"J=17 "ТО" "НА"3;"Н
А"АЩ;3. "ДЛ"Z=1 "J"1 "ДО"16 "ВЫП" (ТР"1,UA[Z],IA[Z]);"ДЛ" I=1 "J"1 "ДО
"15 "ВЫП" (X[I]=ABS(UA[I]);P[I]=IA[I]);S5=Σ(I=1,15,IH[I])/15;T1=-.
3280262423₁₀5+.1878753111₁₀6*55-.9591806120₁₀4*5512-.1317942506₁₀7*5
513+.1796883678₁₀7*5514;N1=3;K11=15;EP=1₁₀-8;"ДЛ"R=0 "J"1 "ДО" N1 "ВЫП"
("ДЛ" I=0 "J"1 "ДО"4.1 "ВЫП" H[R+1,I+1]=Σ(J=1,K11,X[J]*(R+I));H[R+1,N
1+2]=Σ(J=1,K11,P[J]*X[J]*R));N=N1+1;"ДЛ"K=1 "J"1 "ДО" N-1 "ВЫП" (E=0;
J=K;"ДЛ" I=K "J"1 "ДО" N "ВЫП" "Е"ABS(E)-ABS(H[I,J])<0 "ТО" (E=H[I,J];B=I);
"Е"ABS(E)<EP "ТО" ("ВЫВ" [МАТР.ВЫРОД];"СТО");"Е" I=B "ТО" "НА" L;"Д
Л"J=K "J"1 "ДО" N+1 "ВЫП" (S=H[K,J];H[K,J]=H[B,J];H[B,J]=S);L. "ДЛ" I=K
+1 "J"1 "ДО" N "ВЫП" (M=H[I,K]/H[K,K];"ДЛ"J=K+1 "J"1 "ДО" N+1 "ВЫП" H[I,J]
=H[I,J]-M*H[K,J]);"ДЛ" I=N "J"1 "ДО"1 "ВЫП" (S=0;"ДЛ"K=0 "J"1 "ДО" N-I
-1 "ВЫП" S=S+H[I-N,K,N+1]*H[I,N-K];H[I,N+1]=(-S+H[I,N+1])/H[I,I]);"Д
Л" I=1 "J"1 "ДО" N "ВЫП" P[I]=H[I,N+1];T=Σ(I=1,K11,(P[I]-Σ(I=1,N,P[I])*
X[I]*(I-1))/2);I=√(T/K11);"ВЫВ" "МАСС"Р,"СТР",T;"ДЛ" I=1 "J"1 "ДО"1

```

5"ВЫП"(Б[1]=.593106*V(X[I]);C[I]=.1628941014*V(X[I])*(P[2]+2*P[3]*
X[I]+3*P[4]*X[I]^2);Б1[4]=Б[1];С1[4]=ABS(C[I]);4=4+1;);"ВЫВ"МАС
С"ТА,"МАСС"UA,T1;J=1;W=W+1;"В"В=5"ТО"НА"Я;"НА"АЩ;Я."СТОП";МАС
Ш".1106,.5108,.151010;"ДЛ"1="1"1"ДО"60"ВЫП"ТР"1,Б1[1],С1[1]"ТД
"U1[16];U2[16];U3[16];U4[16];A10[4];IA[16];IA[16];UA[16];EA[16];
X[15];P[15];B[15];C[15];H[4,5];P[4];C1[60];B1[60]"КОД"0

```

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ

Изучаются физические основы работы, параметры и характеристики фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Проводится экспериментальное исследование оптических и шумовых свойств ФЭУ

I. Принцип работы и устройство ФЭУ

Фотоэлектронный умножитель — это электронный прибор, преобразующий оптический сигнал определенной интенсивности в электрический сигнал соответствующей величины. Работа ФЭУ основана на использовании явлений внешнего фотоэффекта и вторичной электронной эмиссии.

Принципиальная схема прибора показана на рис. I. Основными элементами конструкции ФЭУ являются фотокатод (ФК) и умножительная система электродов-эммиттеров вторичных электронов. Эмиттеры вторичных электронов называются динодами (Д).

Принцип работы ФЭУ сводится к следующему. Падающее на фотокатод излучение вызывает электронную эмиссию с фотокатода. Вышедшие электроны ускоряются напряжением, приложенным к диноду D_1 , и, бомбардируя

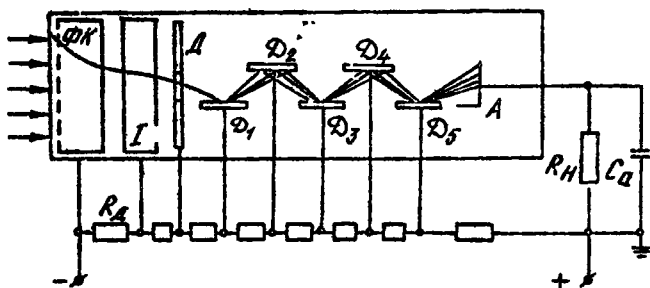


Рис. I. Принципиальная схема ФЭУ

диод, выбивают из него вторичные электроны. Вторичные электроны с первого диода направляются на второй диод, поток электронов со второго — на третий и так далее. Ток последнего диода собирается анодом А. Если коэффициент вторичной эмиссии диодов $\sigma > 1$, то в анодной цепи ФЭУ течет ток, во много раз превышающий ток фотокатода.

Качество ФЭУ определяется совокупностью параметров и характеристик, зависящих от свойств фотокатода и диодной системы. Рассмотрим кратко основные свойства и характеристики этих элементов.

2: Характеристики и параметры фотокатода

На фотокатоде происходит процесс детектирования оптического сигнала. Так как фототок пропорционален мощности оптического сигнала, то фотокатод является квадратичным фотодетектором.

Фотокатоды изготовляют из материалов, обладающих высокой эмиссионной способностью в заданном спектральном диапазоне. Существуют фотокатоды, чувствительные в видимой области спектра, фотокатоды для ближнего ультрафиолетового излучения и фотокатоды, чувствительные лишь в далекой ультрафиолетовой области. Некоторые фотокатоды, чувствительные к видимому свету, обладают чувствительностью и в ближней инфракрасной области спектра, например серебрено-кислородно-цезиевый (с-к-ц) фотокатод.

Одним из важнейших параметров фотокатода является его спектральная чувствительность. Спектральная чувствительность S_λ есть отношение фототока I_ϕ к мощности падающего на фотокатод монохроматического излучения P_λ :

$$S_\lambda = \frac{I_\phi}{P_\lambda}$$

Спектральную чувствительность фотокатода можно также характеризовать величиной квантового выхода фотоэмиссии ξ_λ . Квантовый выход фотоэмиссии есть отношение числа эмиттированных фотоэлектронов n_ϕ к числу падающих на фотокатод фотонов n_λ :

$$\xi_\lambda = \frac{n_\phi}{n_\lambda}$$

Соотношение между величиной квантового выхода ξ_λ и спектральной чувствительностью S_λ имеет следующий вид:

$$\xi_\lambda = \frac{I_\phi / e}{P_\lambda / h\nu_\lambda} = \frac{1.24}{\lambda} S_\lambda \quad \begin{matrix} \lambda & (nm) \\ S_\lambda & (mA/W) \end{matrix}$$

Спектральная чувствительность фотокатода зависит от частоты падающего излучения. Эта зависимость носит название спектральной характеристики. На рис. 2 показаны спектральные характеристики одного из эффективных фотокатодов (сурьмяно-цезиевого) в координатах S_λ, λ и ξ_λ, λ . Пунктиром приведены характеристики идеального фотокатода, имеющего постоянную величину квантового выхода $\xi_\lambda = 0,5$.

Область спектральной чувствительности фотокатода зависит от материала и технологии изготовления фотокатода. Со стороны длинных волн спектральная характеристика ограничивается длинноволновой границей фотоэффекта λ . Падение чувствительности Φ_k в коротковолновой части спектра связано с уменьшением коэффициента фотоэлектрического поглощения материала с ростом частоты падающего излучения.

Другим важным параметром фотокатода является его интегральная чувствительность, характеризующая способность ФК регистри-

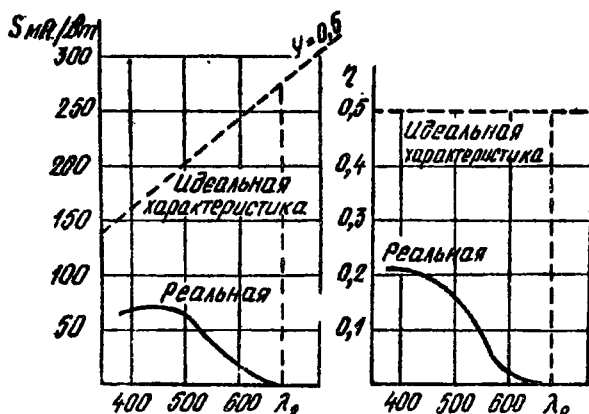


Рис.2. Различные способы построения спектральных характеристик

ровать излучение сложного спектрального состава. Интегральная чувствительность определяется как отношение фототока к величине падающего светового потока неразложившегося света определенного стандартного источника излучения

$$S = \frac{I_p}{P}$$

Для измерения интегральной чувствительности фотокатодов, работающих в видимой области спектра, используется специальный эталонный источник света, представляющий собой лампу накаливания с вольфрамовой нитью (температура нити - 2850°).

Среди всех известных в настоящее время типов фотокатодов наибольшее распространение получили два типа - сурьмяно-цезиевый и кислородно-серебряно-цезиевый фотокатоды, спектральные характеристики которых приведены на рис.3. Длинноволновая граница спектральной характеристики сурьмяно-цезиевого фотокатода соответствует $\lambda_c \approx 620 + 700$ нм. В максимуме спектральной характеристики ($\lambda_m \approx 420 + 450$ нм) квантовый выход фотосенсиции высок, он достигает величины 0,25. Интегральная чувствительность сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет в среднем 40 + 60 мкА/лм.

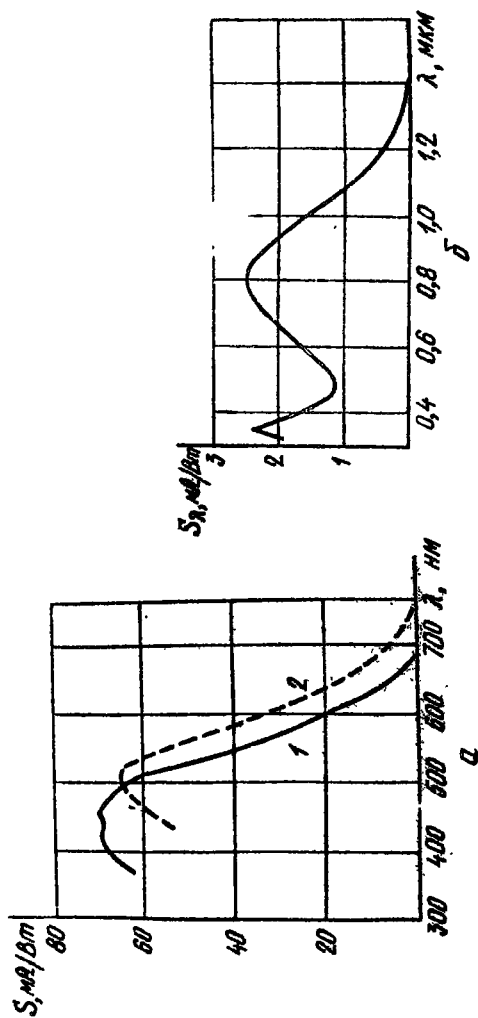


Рис. 3. Спектральные характеристики фотокатодов:
 а - сурьмяно-цезиевый;
 б - серебрено-кислородно-цезиевый

Спектральная характеристика серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода отличается от характеристик всех других известных типов фотокатодов наибольшей протяженностью в длинноволновую часть спектра. Основным максимум спектральной чувствительности лежит в ближней инфракрасной области ($\lambda \approx 800 + 850$ нм), пороговая длина волны достигает полутора микрон ($\lambda_p \approx 1200 + 1500$ нм). Серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод — единственный из обычных технических фотокатодов, обладающий чувствительностью в инфракрасном диапазоне с длиной волны больше 1 мкм. Квантовый выход в длинноволновом максимуме составляет всего 0,003 — 0,005. Несмотря на низкий квантовый выход, интегральная чувствительность о-к-ц фотокатода достаточно велика (20 — 40 мкА/лм), что объясняется лучшим, чем у других фотокатодов, согласованием спектральной характеристики чувствительности с характеристикой излучения эталонного источника.

К числу основных параметров фотокатодов относится также величина темнового тока фотокатода. Темновой ток — это ток о фотокатода в отсутствии оптического сигнала. Его минимальная величина равна току термоэмиссии о фотокатода. Темновой ток определяет предельную (пороговую) чувствительность фотокатода, т.е. минимальную мощность оптического сигнала, которую способен зарегистрировать ФЭУ. Сурьмяно-цезиевые фотокатоды характеризуются низким значением темновых токов ($I_t \approx 10^{-15}$ А/см²). Темновой ток серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода значительно выше ($10^{-13} + 10^{-11}$ А/см²).

Световая характеристика фотокатода выражает зависимость фототока от светового потока при неизменном его спектральном составе. Световая характеристика Φ_K линейна при небольших освещенностях (в пределах световых потоков, не превышающих долей люмена). При больших освещенностях наблюдается отклонение от линейности, крутизна зависимости $I(\Phi)$ понижается. Причиной этого может быть образование пространственного заряда вблизи Φ_K , снижающего ток фотокатода. К нарушению линейности световой характеристики приводит также явление утомления фотокатода — снижение его чувствительности при отборе тока, тем большее, чем больше освещенность фотокатода.

Фотокатоды изготавливаются большей частью в виде пленок фоточувствительного материала, наносимых либо на прозрачную

диэлектрическую подложку (стекло-кварц), либо на металлическую подложку. Качество ΦK характеризуется также его термоотойкостью, степенью стабильности его чувствительности во времени, определяющей срок службы фотокатода.

3. Динодная система

Слабый ток фотокатода усиливается системой динодов. Коэффициент усиления фототока M равен

$$M = \frac{I_a}{I_p} = \sigma^n,$$

где
 I_a - анодный ток;
 I_p - ток фотокатода;
 σ - коэффициент вторичной эмиссии;
 n - число динодов.

Для современных ФЭУ при среднем коэффициенте вторичной эмиссии, равном 4, и числе каскадов, равном 12, коэффициент усиления составляет $M \sim 10^7$. Такой коэффициент усиления достаточен для того, чтобы измерить в анодной цепи ФЭУ импульс напряжения, вызванный единичным электроном, вышедшим из катода. Это обстоятельство в принципе позволяет использовать ФЭУ в качестве счетчика фотонов.

Выбор материала для динодов ФЭУ обусловлен как требованием высокой вторично-эмиссионной эффективности, так и рядом других факторов (например, термоотойкостью, стабильностью параметров, малым током термиссии и пр.). Величина коэффициента вторичной эмиссии σ определяется физическими свойствами вещества эмиттера, скоростью первичных электронов и углом их падения. Эмпирическая формула, описывающая зависимость коэффициента σ от напряжения U ускоряющего первичные электроны, имеет вид

$$\sigma = C U^{\alpha} e^{-U/U_m},$$

где C , U_m - постоянные, зависящие от свойств материала.

Из соотношения видно, что при некоторой разности потенциалов U коэффициент вторичной эмиссии принимает максимальное значение σ_m на рис. 4 показана зависимость σ от

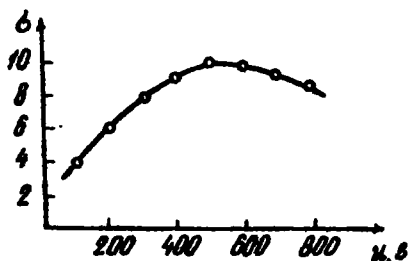


Рис. 4. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от ускоряющего напряжения

напряжения для оурьмино-цеизевогс эмиттера

Высоким значением σ (порядка $4 + 6$) обладают все эффективные фотосенсиционные материалы, используемые в качестве фотокатодов, а также некоторые диэлектрики (например, на основе окислов щелочно-земельных металлов MgO , BeO и др. и щелочно-галлоидных соединений KCl и др.).

К конструкции диодной системы ФЭУ предъявляются два основных требования.

1. Близкий к 100% обор электронов с каждого предыдущего диода на последующий.

2. Исохронность траекторий электронов, т.е. одинаковость времени пролета электронов, вылетающих с разных точек диода.

Второе требование особенно важно для малонерционных ФЭУ, предназначенных для регистрации коротких световых импульсов, либо для детектирования оптических сигналов с высокой частотой модуляции.

Задача нахождения полей, обеспечивающих требуемые траектории движения электронов, не решается аналитическими методами. Форму диодов ФЭУ, их взаимное расположение подбирают опытным путем с помощью моделирования полей с последующим графоаналитическим построением траекторий электронов. В последнее время развиты численные методы решения краевых задач с использованием ЭВМ.

По типу полей, применяемых для управления движением и для фокусировки электронов, диодные системы делятся на 3 класса.

1. Системы с электростатическими полями.

2. Системы с магнитными и электростатическими полями.

3. Системы с магнитными и высокочастотными полями.

Наибольшее распространение получили диодные системы с электростатическими полями, главным образом, благодаря просто-

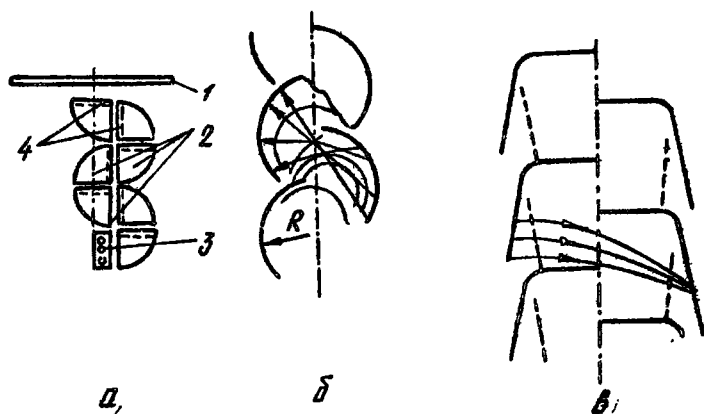


Рис. 5. Динодные системы ФЭУ: а-система с коробчатыми диодами (1-диафрагма, 2-диоды, 3-анод, 4-сетка); б-система с корытообразными диодами; в-система с дополнительными сетками (для компенсации времени пролета)

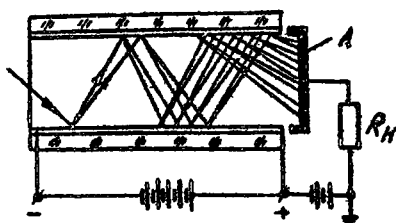


Рис. 6. Динодная система с распределенным эмиттером.

те их эксплуатации. Этот класс диодных систем характеризуется большим разнообразием формы диодов - коробочные, жалюзийные, корытообразные диоды. На рис. 5 приведены несколько вариантов систем с диодами различного профиля. В современных диодных системах ФЭУ чаще всего используется коробчатая система, позволяющая создавать компактные, малогабаритные конструкции ФЭУ, хорошо сочетающиеся с торцовым фотокатодом.

В последние годы стали широко использоваться диодные системы с распределенным эмиттером (рис. 6). Такая система состоит из изоляционной трубки (канала), внутренняя поверхность которой покрыта эмиттирующим слоем. Если к концам канала приложить напряжение, то внутри канала создается симметричное электрическое поле. При движении электроны многократно ударяются о стенки канала и выбивают вторичные электроны. Коэффициент усиления распределенного диода может достигать $10^5 + 10^6$ при напряжении $1,5 + 2$ кВ. Большим достоинством канальной системы являются простота конструкции, возможность создания весьма малогабаритных ФЭУ, благодаря чему они находят все большее применение.

Рассмотренные выше диодные системы с электростатической фокусировкой характеризуются относительно низким быстродействием. Предельно допустимая частота модуляции принимаемого сигнала для ФЭУ с электростатической фокусировкой лежит в пределах $30 + 150$ МГц, что во многих случаях не удовлетворяет современным требованиям. В связи с этим в последние годы ведутся интенсивные разработки малоинерционных ФЭУ, в которых применяются диодные системы, работающие в магнитных и высокочастотных электрических полях (динамические диодные системы). Предельная частота демодуляции оптического сигнала для таких ФЭУ составляет $1 + 5$ ГГц.

4. Шумы и порог чувствительности ФЭУ

Если на ФЭУ, полностью защищенной от внешнего излучения, подать напряжение питания, то, несмотря на отсутствие фотоэмиссии с катода, в анодной цепи ФЭУ будет протекать ток. Этот ток называют темновым током. Минимальная величина анод-

ного темнового тока определяется током термоэлектронной эмиссии фотокатода $\mathcal{I}_T$, усиленным диодной системой. Значения темновых токов современных ФЭУ лежат в пределах 10^{-11} до 10^{-15} А.

Величина темнового тока ФЭУ претерпевает статистические флуктуации около некоторого среднего значения. Эти флуктуации определяют минимальную величину светового потока, которая может быть зарегистрирована ФЭУ. Величина светового потока, при которой полезный сигнал на выходе ФЭУ равен шумовому сигналу, получила название пороговой чувствительности ФЭУ - $P_{\text{порог}}$

Найдем выражение для пороговой чувствительности, ограниченной дробовыми флуктуациями анодного тока.

Средний квадрат (дисперсия) флуктуаций тока на выходе ФЭУ равен

$$\overline{i_{\text{дрк}}^2} = M^2 F \overline{i_{\text{фрк}}^2},$$

где
 $\overline{i_{\text{фрк}}^2}$ - флуктуации тока фотокатода;
 M - коэффициент усиления;
 F - коэффициент шума ФЭУ ($F > 1$).

Как следует из (1), диодная система ФЭУ не только усиливает флуктуации тока фотокатода, но и вносит дополнительные шумы, обусловленные флуктуациями тока вторичной эмиссии. Коэффициент шума F показывает дополнительное увеличение шумов на выходе диодной системы ФЭУ.

Дисперсия дробового шума тока фотокатода, согласно закону Шоттки равна

$$\overline{i_{\text{фрк}}^2} = 2q\mathcal{I}_T \Delta f. \quad (2)$$

где q - заряд электрона;
 $\mathcal{I}_T$ - постоянная составляющая темнового тока;
 Δf - полоса частот шума.

Подставляя (2) в (1), получим флуктуации тока на выходе

$$\bar{i}_{гр\alpha}^2 = M^2 P_{\Sigma} q \mathcal{E} f. \quad (3)$$

Если на фотокатод падает мощность оптического излучения P_c , то ток сигнала на выходе ФЭУ равен

$$I_c = M q \mathcal{E} \frac{P_c}{h\nu} \quad \text{где} \quad (4)$$

$\mathcal{E}$ - квантовая эффективность фотокатода;

q - заряд электрона;

$h\nu$ - энергия кванта.

Пороговую мощность ФЭУ $P_{пор}$ найдем из равенства

$$\bar{i}_{гр\alpha}^2 = I_{c\text{ пор}}^2$$

и с учетом (3) и (4) получим

$$P_{пор} = \frac{h\nu}{\mathcal{E}} \sqrt{\frac{2 I_{гр} P_{\Sigma}}{q} \Delta f} \quad \text{Вт.}$$

Пороговая мощность, приведенная к единичной полосе, называется удельной пороговой мощностью

$$P_{гр.пор} = \frac{h\nu}{\mathcal{E}} \sqrt{\frac{2 I_{гр} P_{\Sigma}}{q}} \quad \frac{\text{Вт}}{\text{Гц}} \quad (5)$$

Для повышения чувствительности ФЭУ (снижения ее пороговой мощности) необходимо уменьшать величину темнового тока. С этой целью фотокатод ФЭУ охлаждают до низких температур (77 К)

5. Характеристики и параметры ФЭУ

Характеристика усиления

Коэффициент усиления M показывает, во сколько раз увеличивается ток фотокатода при прохождении через умножающую систему при постоянных напряжениях на динодах. Зависимость коэффициента усиления от напряжения между динодами есть характе-

ристика усиления

$$M(\lambda) = \sigma^{\lambda}(\mu),$$

где
 σ — коэффициент вторичной эмиссии;
 λ — число динодов.

Спектральная характеристика

Спектральная чувствительность ФЭУ есть отношение анодного тока ФЭУ к мощности падающего на фотокатод монохроматического излучения

$$S_{\lambda} = \frac{I_a}{P_{\lambda}}$$

Спектральная характеристика ФЭУ показывает зависимость спектральной чувствительности от частоты оптического излучения. Область спектральной чувствительности ФЭУ определяется спектральной чувствительностью фотокатода.

Световая характеристика

Световая характеристика показывает зависимость анодного тока ФЭУ от величины светового потока при постоянных напряжениях на электродах:

$$I_a = I_a(\varphi).$$

Область линейной зависимости I_a от φ определяет динамический диапазон ФЭУ. На рис. 7 показаны типичные световые характеристики ФЭУ для двух напряжений питания. При больших световых сигналах линейность характеристик нарушается. Это вызывается уменьшением коэффициента вторичной эмиссии при больших токах (утомление динодов), а также образованием объемных зарядов при больших выходных токах, особенно на последних динодах.

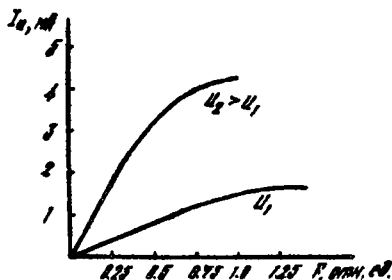


Рис.7. Световые характеристики ФЭУ

Темновой ток ФЭУ

Темновой ток $J_{тн}$ — это ток, протекающий в анодной цепи ФЭУ в отсутствии светового сигнала на выходе.

Порог чувствительности

Порог чувствительности — это наименьшее значение мощности сигнала $P_{пор}$ которое способно регистрировать ФЭУ.

Частотная характеристика

Частотной характеристикой ФЭУ называется зависимость амплитуды переменной составляющей сигнала на выходе ФЭУ от частоты модуляции светического излучения. Частотная характеристика определяет предельно допустимую частоту модуляции принимаемого сигнала. На рис.8 приведены типичные частотные характеристики ряда промышленных ФЭУ. Протяженность рабочей области частотной характеристики (по уровню 0,7 от максимальной амплитуды) лежит в пределах 30 ± 150 МГц.

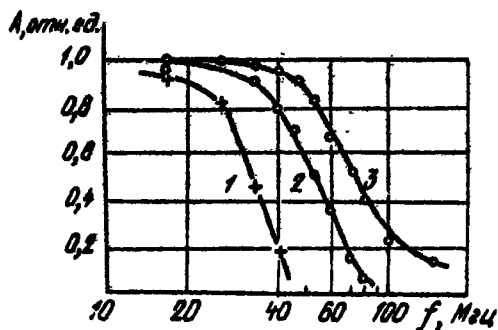


Рис.8. Частотные характеристики 6ЭУ:
1-6ЭУ-62; 2-6ЭУ-22; 3-6ЭУ-2В

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов В.И. Электроника. Ч. I. - М.: ГИФМЛ, 1962, с. 143-329.
2. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы. - М.: Высшая школа, 1974, с. 376.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЭУ

Задача № I. Определение области спектральной чувствительности ФЭУ

Задание

Снять спектральную характеристику ФЭУ.
Определить область максимальной спектральной чувствительности ФЭУ

Описание экспериментальной установки и методики эксперимента

Блок-схема установки для снятия спектральной характеристики ФЭУ приведена на рис.9. В качестве источника света используется лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Свет через входную щель монохроматора направляется на диспергирующую призму, которая отклоняет луч света на 90° в сторону выходной щели монохроматора и разлагает его в спектр. Поворотом призмы относительно падающего луча получают в выходной щели свет различной длины волны. Из выходной щели пучок монохроматического света направляется на фотокатод ФЭУ. Анодный ток ФЭУ измеряется микроамперметром.

Длина волны падающего на фотокатод излучения определяется по градуировочному графику, в котором показания шкалы поворотно-го механизма монохроматора сопоставлены с длиной волны излучения на выходе монохроматора. В работе следует провести градуировку шкалы монохроматора с помощью ртутной лампы с известным линейчатым спектром излучения.

Согласно определению спектральной чувствительности

$$S_\lambda = \frac{I_a}{P_\lambda} \text{ ,}$$

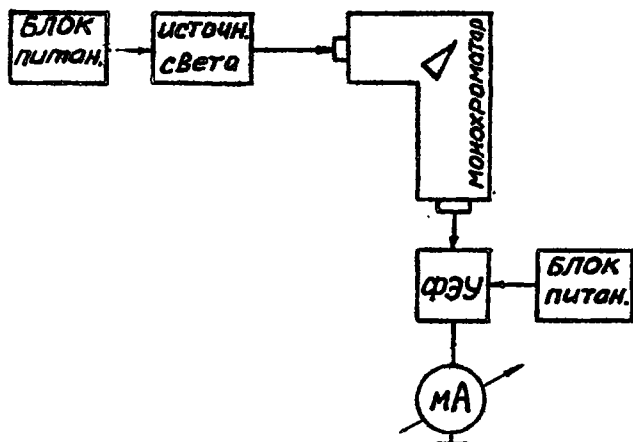


Рис.9. Блок-схема установки для снятия спектральных характеристик ФЭУ

P_λ - мощность падающего на фотокатод излучения на длине волны λ ;

I_a - анодный ток ФЭУ.

В данной работе мощность падающего излучения P_λ непосредственно не измеряется, а определяется путем расчета по формуле Планка. Результаты расчета мощности излучения для абсолютно черного тела в зависимости от температуры тела и длины волны λ приведены в табл. I. Для излучения вольфрамовой нити лампы накаливания распределение мощности излучения по спектру такое же, как и у абсолютно черного тела, только величина мощности в K раз меньше (K - коэффициент поглощения вольфрама).

Таким образом, определив температуру нити лампы накаливания, по табл. I найдем величину мощности P_λ (в относительных единицах) на заданной длине волны λ .

Величина P_L (в относительных единицах) для различных
длины волн и температур

Длина волны, Å	Температура, К				
	1800	1900	2000	2100	2200
4000	0,08	1,23	0,60	1,41	3,06
4100	0,12	0,31	0,82	0,88	4,02
4200	0,16	0,45	1,10	2,48	6,21
4300	0,23	0,61	1,46	3,23	6,46
4400	0,31	0,81	1,90	4,13	8,35
4500	0,42	1,05	2,43	5,20	10,37
4600	0,55	1,36	3,09	6,48	12,73
4700	0,71	1,73	3,86	7,98	15,45
4800	0,91	2,17	4,78	9,72	18,56
4900	1,15	2,70	5,84	11,72	22,08
5000	1,44	3,33	7,08	14,00	26,00
5100	1,78	4,05	8,49	16,57	30,45
5200	2,18	4,88	10,09	19,45	35,33
5300	2,65	5,84	11,90	22,65	40,61
5400	3,19	6,92	13,92	26,19	46,52
5500	3,80	8,14	16,17	30,07	52,85
5600	4,50	9,50	18,64	34,29	59,67
5700	5,28	11,02	21,36	38,87	66,98
5800	6,16	12,69	24,32	43,80	74,77
5900	7,14	14,52	27,57	49,09	83,04
6000	8,22	16,53	30,99	54,72	91,77
6100	9,40	18,70	34,70	60,71	100,95
6200	10,71	21,04	38,66	67,04	110,56
6300	12,12	23,56	42,88	73,70	120,58
6400	13,64	26,26	47,34	80,68	130,99
6500	15,29	29,13	52,04	87,97	141,77
6600	17,05	32,18	56,98	95,56	152,89
6700	18,94	35,40	62,15	103,43	164,33
6800	20,95	38,79	67,55	111,56	176,05
6900	23,07	42,35	73,15	119,94	188,03
7000	25,32	46,07	78,96	128,56	200,24

Температура нити лампы накаливания определяется с помощью пирометра. С устройством пирометра и порядком работы с ним необходимо ознакомиться по инструкции к прибору.

Рекомендуемый порядок работы

1. С помощью ртутной лампы градуировать в длинах волн шкалу поворотного устройства монохроматора. Построить градуировочный график.
2. Снять зависимость анодного тока ФЭУ от длины волны падающего на фотокатод излучения. Построить график зависимости $I_a(\lambda)$.
3. Определить температуру нити накала лампы и построить график зависимости мощности излучения лампы P_d от длины волны.
4. Рассчитать и построить график зависимости спектральной чувствительности ФЭУ от длины волны. Определить диапазон максимальной чувствительности ФЭУ.

При измерении тока следует помнить, что ФЭУ чувствительна к засветкам. Поэтому перед включением питания ФЭУ необходимо тщательно экранировать от постороннего излучения.

Контрольные вопросы

1. Что такое квантовый выход фотоэффекта и от чего он зависит?
2. Что такое селективный фотоэффект?
3. Что называется спектральной характеристикой ФЭУ?
4. При каких условиях полученная в эксперименте зависимость анодного тока ФЭУ от длины волны является спектральной характеристикой ФЭУ?
5. Расскажите устройство монохроматора.

Задача № 2. Определение пороговой мощности и постоянной времени ФЭУ

Задание

1. Снять частотную характеристику ФЭУ и определить постоянную времени ФЭУ.
2. Снять зависимость напряжения шума на выходе ФЭУ от частоты
3. Определить пороговую мощность ФЭУ, ограниченную дробовым шумом темнового тока.

Описание экспериментальной установки

Блок-схема установки приведена на рис.10. Источником оптического излучения служит светодиод (длина волны излучения 0,9 мкм). На светодиод подается постоянное напряжение смещения и переменное модулирующее напряжение от генератора

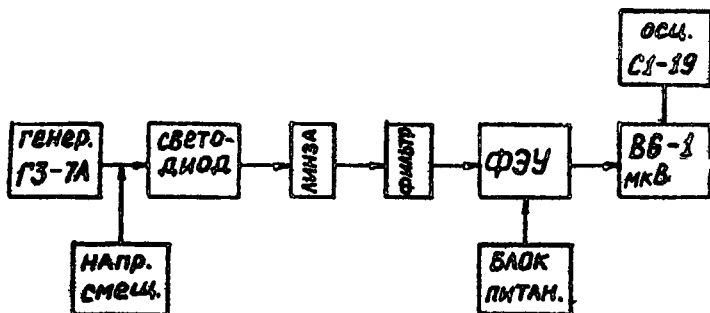


Рис.10. Блок-схема измерений пороговой чувствительности ФЭУ

ГЗ-7А. Схема питания светодиода показана на рис. II.

Модулированное по мощности излучение светодиода через ослабляющий фильтр фокусируется на фотокатод ФЭУ-62. С выхода ФЭУ сигнал измеряется селективным микровольтметром

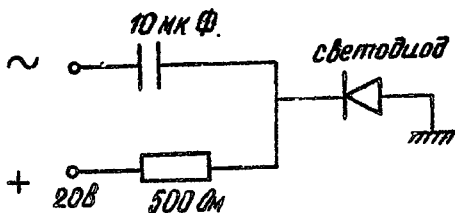


Рис. II. Схема питания светодиода

В6-1 и контролируется социлисграфом.

Шум на выходе ФЭУ измеряется при выключенном питании светодиода.

Методические рекомендации к
выполнению работы

Рекомендуется следующий порядок работы:

1. Установить паспортные режимы работы ФЭУ и светодиода. Сфокусировать излучение светодиода на фотокатод и настроить селективный микровольтметр В6-1 на частоту выходного сигнала ФЭУ. Настройку вести по максимуму показаний измерительного прибора В6-1. Получить изображение выходного сигнала на осциллографе.
2. Снять зависимость сигнала $U_{сф}$ на выходе ФЭУ от частоты модуляции оптического сигнала на входе ФЭУ.

В работе мощность сигнала, излучаемого светодиодом, модулируется по гармоническому закону. Частота модуляции мощности изменяется путем перестройки частоты модулирующего напряжения, вырабатываемого генератором ГЗ-7А.

При перестройке частоты необходимо поддерживать постоянной амплитуду выходного напряжения генератора, т.е. при снятии частотной характеристики ФЭУ амплитудное значение мощности оптического сигнала должно оставаться постоянным.

Частоту модуляции мощности оптического сигнала изменять в пределах от 0,2 до 2 МГц с шагом 0,2 МГц.

3. Снять зависимость напряжения шума на выходе ФЭУ от частоты. Шум ФЭУ измеряется при выключенном питании светодиода. Эффективное напряжение шума измеряется микровольтметром В6-1 с узкой полосой пропускания Δf . Перестраивая микровольтметр В6-1, провести измерение шумов ФЭУ в диапазоне частот от 0,2 до 2 МГц с шагом 0,2 МГц.

Используя результаты эксперимента п.2 и 3, провести расчет пороговой мощности ФЭУ.

По определению пороговой мощности

$$P_{пор} = A U_{шф}, \quad \text{где} \quad (1)$$

$P_{пор}$ - пороговое значение мощности оптического сигнала на выходе;

$U_{шф}$ - напряжение шумов на выходе ФЭУ;

A - коэффициент преобразования оптического сигнала в ФЭУ.

Коэффициент A можно найти по данным измерения частотной зависимости,

$$P_{сд} = A \cdot N U_{сф}, \quad \text{где} \quad (2)$$

$P_{сд}$ - мощность светодиода;

N - коэффициент затухания светофильтра;

$U_{сф}$ - напряжение сигнала на выходе ФЭУ.

Из (1) и (2) получим

$$P_{пор} = P_{сд} \frac{U_{шф}}{N U_{сф}}, \quad \text{Вт.} \quad (3)$$

Удельная пороговая мощность равна

$$P_{уд.пор} = \frac{P_{пор}}{\Delta f} \left[\frac{B_m}{\Gamma_4^{1/2}} \right],$$

где Δf - полоса измерения шума.

4. Рекомендуются результаты измерений и вычислений заносить в таблицу

Частота f , МГц	Сигнал на выходе. $U_{сф}$, мВ	Напряже- ние шума $U_{шf}$, мВ	$S_f = \frac{U_{шf}}{\Delta f}$, мВ/Гц ^{1/2}	$P_{пор}$, Вт	$P_{уд.пор}$, Вт/Гц ^{1/2}

По данным измерений и расчета построить графики зависимостей:

- амплитуды сигнала $U_{сф}$ от частоты модуляции f ;
- спектральной плотности шума S_f от частоты f ;
- удельной пороговой мощности $P_{уд.пор}$ от частоты f

5. По частотной характеристике найдите постоянную времени ФЭУ. Определите, каним фактором ограничен частотный диапазон работы ФЭУ. Расстояние между диодами, напряжение питания диодов, а также параметры выходной нагрузки ФЭУ, необходимые для расчета постоянных времени, приведены на рис.12.

6. Провести расчет $P_{пор}$ по теоретической формуле (5). Дать оценку совпадения теоретических и экспериментальных результатов.

Контрольные вопросы

1. Как зависит амплитуда сигнала на выходе ФЭУ от частоты модуляции оптической мощности?

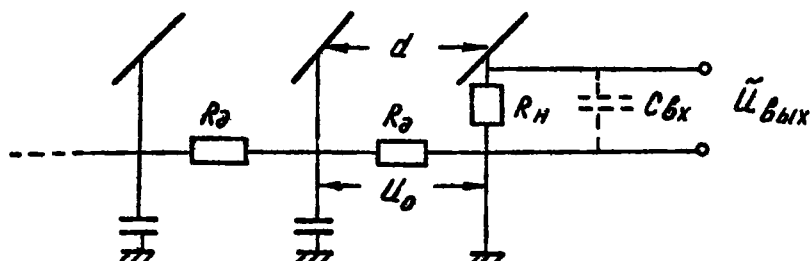


Рис.12. Схема выходной цепи ФЭУ:

d (расстояние между диодами)	- 0,5 ом
R_H (сопротивление нагрузки)	- 1 кОм
$C_{вх}$ (входная емкость микровольтметра)	- 100 пФ
U_0 (напряжение между диодами)	- 100 В

2. Какие факторы могут ограничивать частотный диапазон работы ФЭУ? Как оценить влияние этих факторов?
3. Назовите источники шумов ФЭУ.
4. Дайте определение пороговой мощности и удельной пороговой мощности ФЭУ.
5. Приведите вывод формулы для расчета удельной пороговой мощности по данным эксперимента.

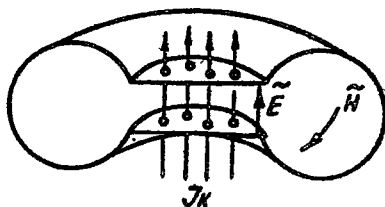
II. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ (О-тип взаимодействия)

К Л И С Т Р О Н

I. Устройство и принцип действия клистрона

Принцип работы клистронного генератора основан на взаимодействии электронного потока с переменным полем в резонаторе. В результате взаимодействия кинетическая энергия электронов, полученная от источника постоянного напряжения, преобразуется в энергию высокочастотных колебаний.

В клистронах чаще всего используются резонаторы тороидального типа, имеющие в центральной части емкостной зазор, ограниченный почти прозрачными для электронов сетками (рис. I). В



емкостном зазоре резонатора локализуется интенсивное СВЧ электрическое поле, с которым взаимодействует электронный поток. В течение одного полу периода поле ускоряет электроны и энергия

Рис. I. Тороидальный резонатор

высокочастотных колебаний расходуется на увеличение кинетической энергии электронов, в течение следующего полупериода высокочастотное электрическое поле тормозит электроны и кинетическая энергия электронов превращается в энергию высокочастотных колебаний.

Если зазор пересекает поток, плотность которого постоянна во времени, то число ускоренных полем электронов равно числу замедленных и энергия, отбираемая электронами в ускоряющем полупериоде напряжения, равна энергии, отдаваемой в тормозящем полупериоде. Средняя за период энергия поля и потока не изменяется, а следовательно, мощность взаимодействия переменного поля с потоком постоянной плотности равна нулю.

Для преобразования кинетической энергии электронного потока в энергию поля нужно, во-первых, создать поток, модулированный по плотности, т.е. имеющий в одних местах сгустки электронов, а в других разрежения, и, во-вторых, обеспечить прохождение этих сгустков сквозь зазор резонатора в определенные полупериоды напряжения. Очевидно, что плотность потока должна быть промодулирована с частотой, равной или кратной частоте переменного напряжения.

В клистродах используется так называемый динамический принцип управления электронным потоком, реализация которого требует большего времени движения электронов. Суть его в том, что управляющее напряжение создает периодическое изменение скорости электронов в потоке таким образом, что одни электроны оказываются ускоренными, а другие замедленными. В процессе движения потока быстрые электроны догоняют медленные и по потоку образуются электронные уплотнения (сгустки). Этот процесс получил название группировки потока. Сгруппированный поток затем приводится во взаимодействие с переменным полем.

В клистродах функции модулятора потока по скорости и отбора мощности от потока могут выполняться разными резонаторами (как это показано на рис.2) либо они могут быть совмещены в одном резонаторе. В последнем случае электронный поток проходит зазор резонатора дважды. Однорезонаторные клистроны, получившие название отражательных клистронов, отличаются простотой конструкции и широко используются как генераторы маломощных колебаний в ускорителях СВЧ диапазона. Рассмотрим качественно процесс группиров-

ки и взаимодействия электронов с переменным полем в схеме отражательного клистрона (ОК). Основными элементами ОК (рис.3) являются катод, резонатор и отражатель. На резонатор относи-

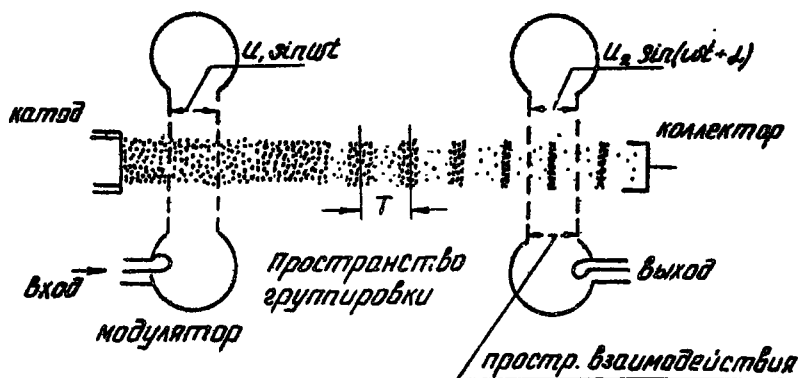


Рис.2. Схема двухрезонаторного клистрона

тельно катода подается положительный постоянный потенциал U_0 , на отражатель — отрицательный $U_{отр}$

В пространстве катод-резонатор электронный поток ускоряется

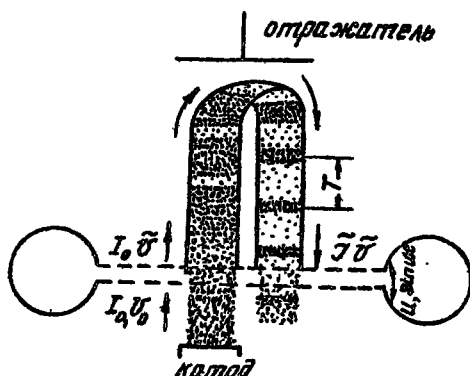


Рис.3. Схема отражательного клистрона

положительным напряжением и подходит к зазору резонатора, имея постоянную скорость $-v_0$ и плотность заряда ρ_0 ($I_0 = \rho_0 v_0$ - плотность конвекционного тока на входе резонатора).

В зазоре на электроны действует переменное напряжение $U \sin \omega t$. Будем считать зазор достаточно узким, и время пролета электронов через зазор меньше периода колебаний. Тогда скорость электронов на выходе резонатора будет изменяться в зависимости от фазы высокочастотного напряжения, действующего в зазоре. Скорость электронов, прошедших зазор в ускоряющие полупериоды, увеличится, а в тормозящие - уменьшится. Так как время движения электронов в зазоре мало, то плотность потока не успевает заметно измениться и из резонатора выходит поток постоянной плотности, но модулированный по скорости.

За резонатором, в пространстве отражателя, модуляция скорости потока преобразуется в модуляцию по плотности. Это пространство называется пространством группировки. Время движения электронов в пространстве группировки достаточно велико (порядка нескольких периодов переменного напряжения). В процессе движения быстрые и медленные электроны сближаются и в потоке образуются места уплотнения заряда (отсутки).

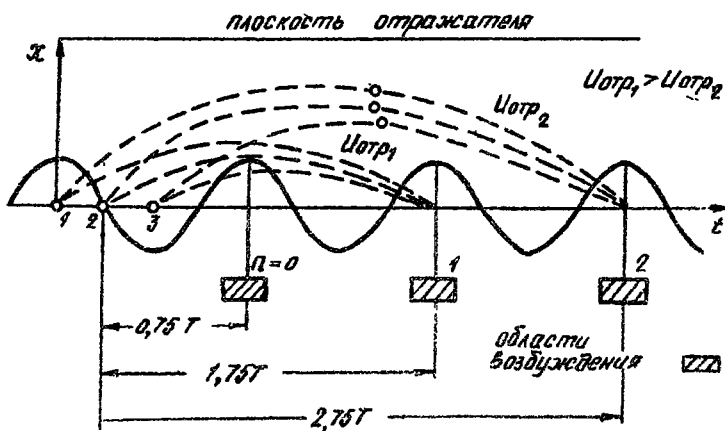


Рис. 4. Траектории электронов в пространстве группировки

Механизм образования сгустков поясняется на примере движения 3 электронов (рис.4): ускоренного - электрон 1, замедленного - электрон 3, и электрона 2, прошедшего резонатор в момент нулевого поля со скоростью U_0 . В процессе движения электроны 1 и 3 приближаются к электрону 2, который и является центром сгустка. Сгустки возникают в потоке с периодичностью, соответствующей частоте переменного напряжения в зазоре (см. рис.3).

В отражательном клистроне на электронный поток в пространстве отражателя действует постоянное тормозящее поле. Поэтому, пройдя определенное расстояние до плоскости отражателя, электронный поток поворачивает обратно и снова проходит зазор резонатора. Теперь уже через резонатор проходит поток, плотность которого периодически изменяется во времени.

Для того чтобы электронный поток отдавал энергию переменному полю, необходимо, чтобы сгустки пролетали зазор резонатора в тормозящие полупериоды напряжения. Это можно сделать, подбирая соответствующие постоянные напряжения резонатора и отражателя. В ОК время движения сгустков в пространстве отражателя изменяют обычно напряжением отражателя. На графике рис.4 показаны траектории электронов при разных потенциалах отражателя. Изменяя потенциал отражателя, можно время полета сделать таким, чтобы сгустки возвращались в резонатор либо в ближайшую тормозящую фазу ($n=0$), либо в любую другую, отстоящую от ближайшей на целое число периодов высокочастотного напряжения. В этих режимах в клистроне возможна генерация мощных СВЧ колебаний.

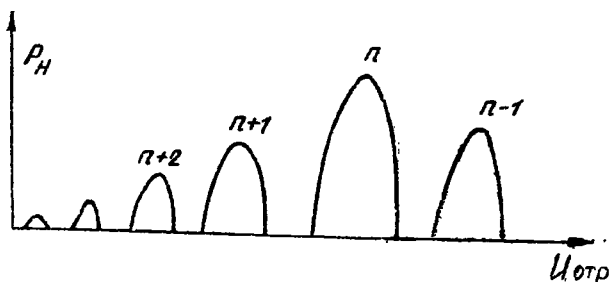


Рис.5. Зоны генерации клистрона

При напряжениях отражателя, соответствующих попаданию ступок в ускоряющие фазы поля, поток отбирает энергию от поля и колебания возбуждаться не могут.

Таким образом, зависимость мощности генерации от напряжения отражателя имеет вид, изображенный на рис.5. Существуют области возбуждения колебаний, отделенные друг от друга областями, в которых генерация отсутствует. Области возбуждения колебаний называются зонами генерации. В центре каждой зоны мощность генерации достигает максимума. Соответствующее ему напряжение отражателя называется оптимальным. При оптимальном напряжении ступки проходят зазор в моменты наибольшего тормозящего поля. Как видно из графика рис.4, время движения центра ступки (электрон 2) в этом случае равно $(n + 1/2) T$ где T - период высокочастотных колебаний. Индекс " n " называется номером зоны колебаний. При напряжениях отражателя, отличных от оптимального, электроны, вернувшиеся в резонатор, встречают меньшее тормозящее поле и мощность взаимодействия их с полем уменьшается.

Отражательные клистроны характеризуются низким значением КПД, что является следствием совмещения в одном зазоре сразу двух процессов - модуляции и отбора энергии электронов, условия для которых не могут быть одновременно оптимальными. В многорезонаторных пролетных клистропах модуляции и отбор энергии осуществляется различными резонаторами и КПД таких клистронов достигает 70%.

2. Теория отражательного клистрона

Основные закономерности ОК описываются в рамках элементарной теории, содержащей целый ряд упрощающих предположений.

1. Пренебрегается действием расталкивающих сил объемного заряда в потоке. Электронный поток представляется в виде системы материальных частиц, не взаимодействующих между собой (кинематическое приближение).

2. Амплитуда переменного напряжения на сетках резонатора

U , полагается меньше постоянного ускоряющего напряжения U_0 (теория малых амплитуд). Это дает возможность, сохраняя величину первого порядка малости U_1/U_0 , отбросить члены более высокого порядка малости (U_1^2/U_0^2) и т.д.

3. Резонатор клистрона заменяется параллельным колебательным контуром.

Кроме того, рассматривается одномерная задача, не учитываются краевые эффекты, разброс скоростей электронов в потоке, возможность многократного пролета электронами зазора и т.д.

В силу принятых ограничений элементарная теория отличается простотой и физической наглядностью. Несмотря на приближенный характер, она позволяет не только качественно обобщить основные закономерности ОК, но и провести ориентировочный расчет и проектирование клистрона по заданным параметрам.

Анализ процессов в ОК разобьем на ряд этапов. Вначале рассмотрим процессы скоростной модуляции и группировки потока, затем взаимодействие сгруппированного потока с полем резонатора и, наконец, выходные характеристики и параметры клистрона (мощность, частота, электронная настройка).

2.1. Модуляция и группировка электронного потока

Пусть к зазору резонатора подходит электронный поток с постоянной плотностью ρ_0 и скоростью v_0 . В зазоре резонатора действует переменное напряжение $U_1 \sin \omega t$. Движение электрона между сетками резонатора описывается уравнением

$$m \frac{dv}{dt} = e U_1 \sin \omega t, \quad (1)$$

при начальных условиях $t = t_0$, $v(t_0) = v_0$.

Интегрируя (1), найдем скорость электрона в момент его вылета из резонатора:

$$v(t) = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left\{ U_1 \sin \left(\omega t - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right\} \right]; \quad (2)$$

$\xi = \frac{U_1}{U_p}$ - коэффициент использования напряжения;

$M = \frac{4\pi \frac{V_2}{2}}{V_0}$ - коэффициент модуляции скорости;

$\varphi_0 = \frac{\omega d}{V_0}$ - угол пролета в пространстве между сетками резонатора.

Скорость электронного потока на выходе резонатора имеет постоянную составляющую V_0 и переменную, изменяющуюся со временем по гармоническому закону (линейная модуляция). Амплитуда переменной составляющей зависит от управляющего напряжения U_1 и среднего угла пролета электрона в зазоре φ_0 .

В пространстве между резонатором и отражателем электронный поток движется в однородном тор.озящем поле E_0 . В процессе движения модуляция скорости потока преобразуется в модуляцию плотности.

Образование электронных отсутков в потоке происходит вследствие того, что электроны, имея разную скорость, проходят один и тот же путь за разное время. В результате электроны, вышедшие из модулятора позднее, но имеющие большую скорость, в некоторой точке пространства группировки догоняют ранее вышедшие электроны и первоначальное распределение заряда в потоке изменяется.

Обозначим t_1 - время вылета электрона из резонатора и t_2 - время возвращения его в резонатор. Время движения электрона в пространстве отражателя $t_{np} = t_2 - t_1$, можно найти, используя закон равнозамедленного движения

$$V(t_2) = -V(t_1) = V(t_1) - \frac{e}{m} E_0 t_{np}. \quad (3)$$

Из (3) для угла пролета θ в пространстве отражателя
($\theta = \omega t_2 - \omega t_1 = \omega t_{np}$) получим

$$\theta = \frac{2\omega V(t_1)}{\frac{e}{m} E_0} \quad (4)$$

Подставляя в (4) скорость $V(t_1)$ (2), получим закон модуляции угла пролета в виде

$$\theta = \theta_0 + \chi \pi (\omega t_2 - \varphi_m/2), \quad \text{где} \quad (5)$$

$$\theta_0 = \frac{2V_0 \omega}{E_0} \quad - \text{средний угол пролета};$$

$$\chi = \frac{1}{2} \gamma M \theta_0 \quad - \text{параметр группировки}.$$

Выражение (5) устанавливает зависимость фазы возвращения электрона в резонатор ωt_2 от фазы его вылета из резонатора ωt_1 . При $\chi = 0$ эта зависимость линейна (рис. 6), т.е. каждой фазе вылета соответствует своя фаза возвращения, а значит, группировки нет. При $\chi > 1$ зависимость ωt_2 (ωt_1) имеет многозначный характер. Согласно графику рис. 6 электроны, вылетавшие в моменты t'_1 , t''_1 , t'''_1 , возвращаются в резонатор в одно и то же время t'_2 . Таким образом, параметр χ играет важную роль в процессе группировки потока. Он определяет степень огульности потока, а значит, амплитуду переменной компоненты конвекционного тока, возвращающегося в резонатор.

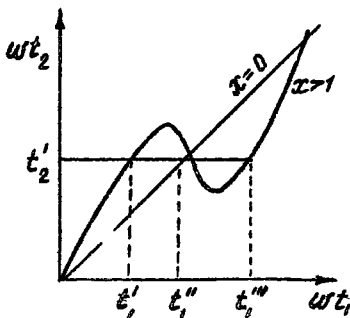


Рис. 6. График прибы.

Параметр группировки χ зависит от амплитуды переменного напряжения в резонаторе U_0

и среднего угла пролета в пространстве группировки θ_0 . Влияние этих параметров на группировку очевидно. В самом деле, с ростом амплитуды модулирующего напряжения увеличивается переменная составляющая скорости электронов в потоке, ответственная за группировку потока. С другой стороны, возрастание среднего угла пролета θ_0 означает увеличение пути, пройденного потоком в пространстве группировки, а чем большее расстояние проходит огуток, тем ближе электроны подходят друг к

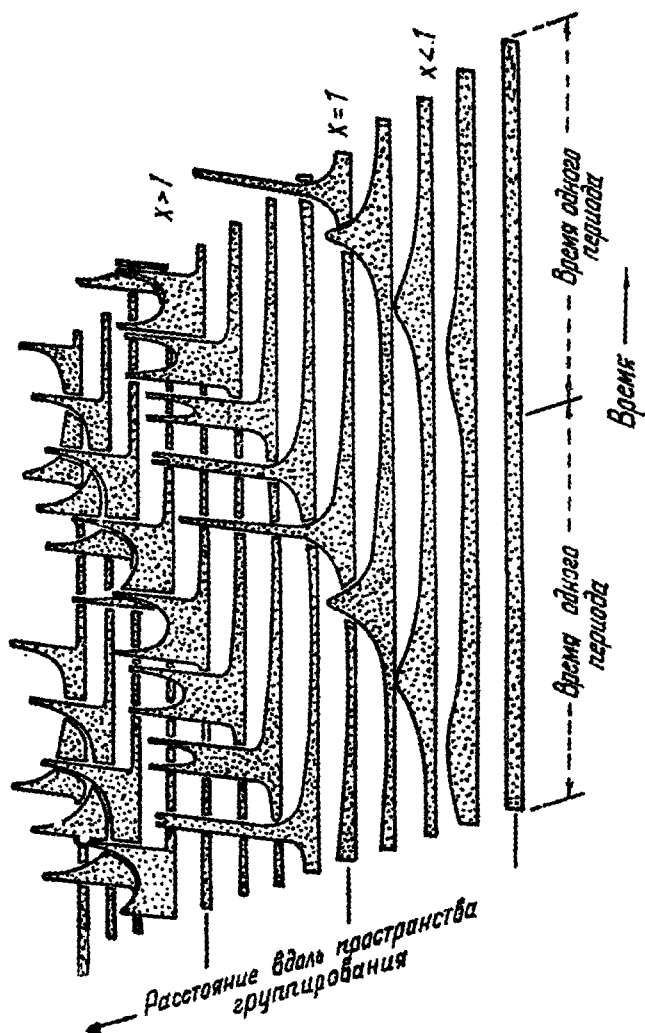


Рис. 7. Группировка электронного потока, модулированного по скорости

другу и плотность заряда в сгустке возрастает. Найдем переменный ток $i_a(t)$ вернувшийся в резонатор, используя закон сохранения заряда

$$i_a = \frac{I_0}{\left| \frac{dt_2}{dt_1} \right|} \quad (6)$$

Производную $\frac{dt_2}{dt_1}$ найдем из (5) и, подставив в (6), получим

$$i_a = \frac{I_0}{1 - \chi \cos(\omega t_1 - \frac{\varphi_0}{2})} \quad (7)$$

при $\chi < 1$, $i_a \approx I_0 \left[1 + \chi \cos(\omega t_1 - \frac{\varphi_0}{2}) \right]$

Таким образом, сгруппированный ток содержит постоянную составляющую I_0 и переменную компоненту $I_0 \chi \cos(\omega t_1 - \frac{\varphi_0}{2})$.

Зависимость сгруппированного тока от времени при различных значениях параметра χ показана на трехмерной диаграмме (рис. 7).

В вертикальном направлении отложены значения тока i_a , как функция времени и координаты x в пространстве группировки. С ростом параметра группировки χ амплитуда переменной компоненты тока увеличивается и при $\chi = 1$ появляются острые максимумы тока, которые при дальнейшем увеличении χ раздвигаются и раздвигаются.

Такое поведение максимумов тока связано с процессом формирования электронных сгустков в потоке. В начале движения периферийные электроны сгустка приближаются к электронам, летящим в центре сгустка, и плотность заряда постепенно нарастает (недогруппировка тока). При большом времени движения периферийные электроны не только догоняют, но и перегоняют центральные, сгусток деформируется и максимум его раздвигается (перегруппировка потока).

Сложная временная зависимость $i_a(t)$ свидетельствует о нелинейном характере процесса группировки, это значит, что переменная составляющая тока $i_a(t)$ и модулирующее напряжение $U_s \sin \omega t$ связаны нелинейной зависимостью. При больших χ

ток резко неинусоидален и, следовательно, содержит большое число гармоник. Практическое значение в ОК имеет лишь первая гармоника, частота которой равна собственной частоте резонатора. В силу достаточно высокой добротности резонатора мощность взаимодействия поля с гармониками более высокого порядка пренебрежимо мала.

Гармонический анализ сгруппированного тока (7) дает следующее выражение для первой гармоники:

$$i_1 = 2I_0 M J_1(x) \cos(\omega t - \theta_0), \quad \text{где}$$

I_0 - постоянная составляющая конвекционного тока;

$J_1(x)$ - функция Бесселя первого рода.

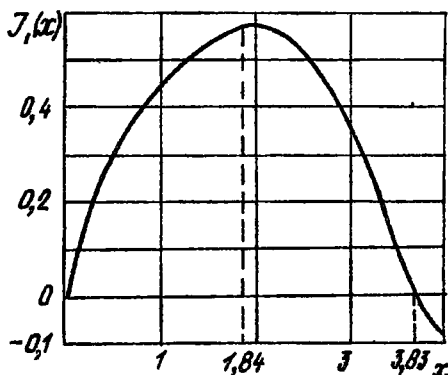


Рис.8. График функции Бесселя $J_1(x)$

Зависимость амплитуды первой гармоники тока $I_1 = 2I_0 M J_1(x)$ от модулирующего напряжения U_1 ($U_1 \sim x$) показана на рис.8. Как и следовало ожидать, амплитудная характеристика клистро-на нелинейна. С ростом U_1 амплитуда первой гармоники тока увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается.

Нелинейность амплитудной характеристики играет важную роль в работе ОК. Она является одним из факторов, ограничивающим нарастание амплитуды при самовозбуждении генератора и, сле-

довательно, необходима для установления в нем стационарного устойчивого режима генерации.

2.2. Мощность взаимодействия сгруппированного тока с полем в резонаторе. Электронная проводимость

Найдем мощность взаимодействия первой гармоники сгруппированного тока I_1 с переменным полем $U, \sin \omega t$ в зазоре резонатора. Так как ток одвинут по фазе с напряжением, то мощность взаимодействия будет содержать активную и реактивную компоненты. Используя комплексные представления величин и считая время пролета электронов в зазоре конечным, запишем выражение для комплексной мощности в виде [1]

$$\tilde{P}_e = \frac{1}{2} \int_0^d \tilde{I}_1 \tilde{E}^* dx, \quad \text{где} \quad (8)$$

$\tilde{I}_1, \tilde{E}$ - комплексные амплитуды тока и поля в зазоре;
 d - ширина зазора резонатора;

$$\tilde{I}_1 = 2I_0 J_1(x) e^{-j\theta_0};$$

$$\tilde{E} = \frac{U_1}{d} \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8) и вычисляя интеграл, получим выражения для активной P_a и реактивной P_z компонент мощности:

$$P_a = I_0 U_1 M^2 \chi J_1(x) \sin \theta_0; \quad (10)$$

$$P_z = I_0 U_1 M^2 \chi J_1(x) \cos \theta_0. \quad (11)$$

Активная составляющая мощности характеризует среднюю за период мощность, отдаваемую (или получаемую) потоком. Зависи-

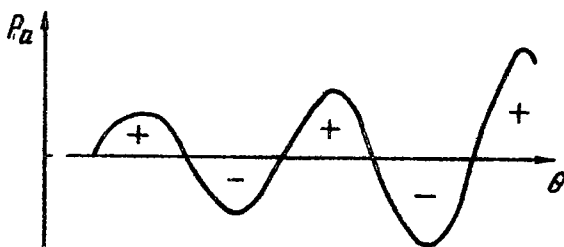


Рис.9. Зависимость активной мощности P_a от угла пролета θ_0

мощь P_a от угла пролета θ_0 показана на рис.9. При $P_a < 0$ мощность передается от потока к полю, следовательно, в клистроне могут возбуждаться колебания. Из (10) условия самовозбуждения клистрона получим в виде

$$\sin \theta_0 < 0 \quad (12)$$

Неравенство (12) выполняется при углах пролета

$$\pi(2n+1) \leq \theta_0 \leq 2\pi(n+1)$$

n - номер зоны генерации, $n = 0, 1, 2, \dots$

При углах пролета $\theta_{opt} = 2\pi(n + 0,75)$ мощность взаимодействия P_a максимальна. Эти углы пролета называются оптимальными.

Реактивная оставляющая мощности P_z характеризует часть запасенной энергии, которой периодически обмениваются поле в резонаторе и электронный поток. Изменение активной и реактивной компонент мощности от угла θ_0 сдвинуты на $\pi/2$

Если обратиться к эквивалентной схеме емкостного зазора, нагруженного электронным потоком (рис.10), то воздействие сгруппированного тока на колебания можно отобразить на схеме эквивалентным элементом, получившим название электронной проводимости. Электронная проводимость Y_e определяется как

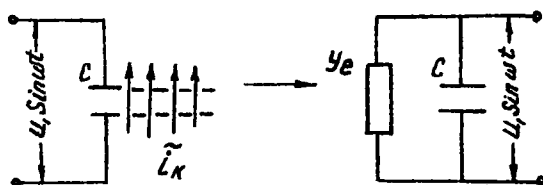


Рис.10. Эквивалентная схема емкостного зазора, нагруженного электронным потоком

отношение комплексной амплитуды тока $\tilde{I}_1$ к напряжению на зазоре либо через комплексную мощность взаимодействия $\tilde{P}_e$:

$$Y_e = \frac{\tilde{I}_1}{U_1} = \frac{2\tilde{P}_e}{U_1^2} = G_e + jB_e.$$

Используя (10) (11), получим активную G_e и реактивную B_e составляющие проводимости:

$$G_e = \frac{I_0}{U_p} M^2 \theta_0 \frac{J_1(x)}{x} \sin \theta_0 ; \quad (13)$$

$$B_e = \frac{I_0}{U_p} M^2 \theta_0 \frac{J_1(x)}{x} \cos \theta_0 ; \quad (14)$$

I_0 - постоянная составляющая тока;

U_p - постоянное напряжение на резонаторе;

M - коэффициент модуляции скорости;

$J_1(x)$ - функция Бесселя I-го рода;

x - параметр группировки, $x = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_p} M \theta_0$;

θ_0 - средний угол движения в пространстве отражателя;

$$\theta_0 = \frac{4\omega d}{V_0} \frac{1}{1 - \frac{U_{отр}}{V_0}} ;$$

$U_{отр}$ - напряжение на отражателе;

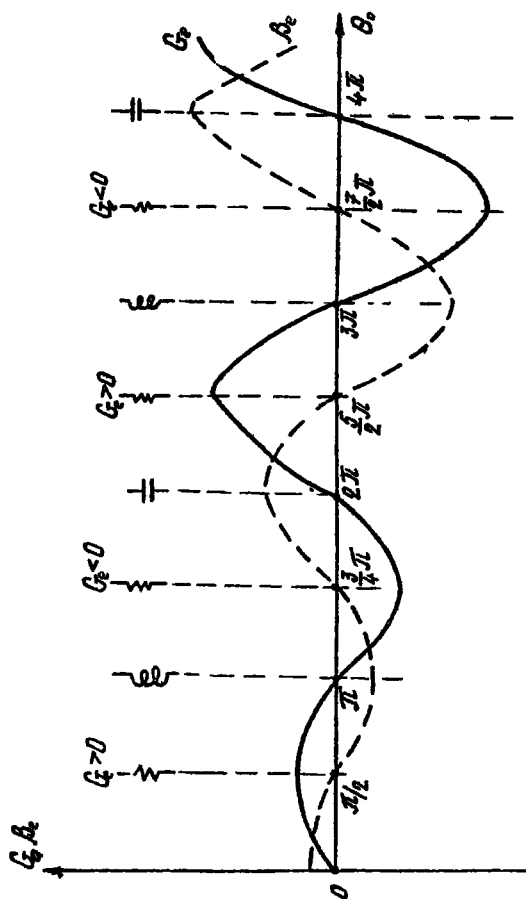


Рис. II. Зависимость активной G_e и реактивной B_e составляющих электронной проводимости от угла пролета

V_0 - постоянная составляющая скорости электронов.

Рассмотрим зависимость электронной проводимости от угла пролета θ .

Зависимость $Y_e(\theta)$ определяется функциями $\theta_e \sin \theta_0$ и $\theta_e \cos \theta_0$ и имеет вид нарастающей по амплитуде осциллирующей кривой (рис. II), причем изменения θ_e и θ_e сдвинуты относительно друг друга на $\pi/2$.

При углах пролета $\theta_0 = 2\pi(n + 0,75)$ электронная проводимость чисто активна и отрицательна. Физически это означает, что электронные сгустки проходят зазор в моменты, когда тормозящее поле максимально, а следовательно, первая гармоника тока и напряжение на зазоре находятся в противофазе.

При углах пролета $\theta_0 = 2\pi(n + 0,25)$ электронная проводимость чисто активна и положительна. В этом случае сгустки попадают в максимумы ускоряющего поля, напряжение и ток находятся в фазе.

При $\theta_0 = n \cdot \pi$ активная составляющая проводимости равна нулю, и электронная проводимость имеет чисто реактивный характер. Электронные сгустки проходят резонатор в момент, когда поле равно нулю, а значит, ток и напряжение сдвинуты на $\pi/2$.

Во всех промежуточных случаях θ_0 электронная проводимость носит комплексный характер.

Обратимся к анализу нелинейных свойств электронной проводимости. Зависимость электронной проводимости от амплитуды переменного напряжения U , согласно (13) определяется функцией $\frac{I_e U}{x}$, графики которой приведены на рис. 13. При малых амплитудах ($x \approx 0$) функция $\frac{I_e U}{x} = \frac{1}{2}$ и активная составляющая проводимости (13) равна

$$\theta_e(0) = \frac{1}{2} \frac{I_e}{U_p} M^2 \theta_e \sin \theta_0 = G_e \sin \theta_0. \quad (15)$$

Проводимость G_e называется проводимостью малого сигнала

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_p} M^2 \theta_e.$$

С ростом амплитуды напряжения (x) электронная проводимость падает до нуля (при $x = \pi, 2\pi$).

Нелинейность электронной проводимости является следствием нелинейности амплитудной характеристики клистрона и имеет принципиальное значение, т.к. обеспечивает в генераторе переход от омовозбуждения к режиму устойчивой стационарной генерации.

2.3. Условие омовозбуждения клистрона. Стационарный режим генерации

Условие самовозбуждения генератора требует, чтобы мощность, отдаваемая электронным потоком, была достаточна для покрытия потерь в резонаторе. Таким образом, мощность и частота генерации клистрона зависят не только от свойств электронного потока, но и от нагрузки. На рис.12 приведена эквивалентная схема отражательного клистрона. Эквивалентная схема резонатора представлена в виде колебательного контура с параметрами: L, C — эквивалентные индуктивность и емкость резонатора; G_K — эквивалентная проводимость резонатора, включающая в себя обобщенные потери резонатора (потери в стенках) и проводимость нагрузки.

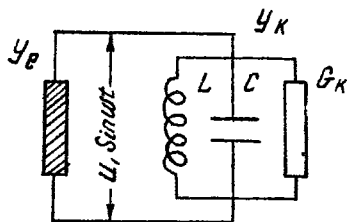


Рис.12. Эквивалентная схема отражательного клистрона

Контур представляет собой линейный элемент охемы (параметры его не зависят от амплитуды переменного напряжения). Проводимость контура Y_K зависит от частоты, причем активная проводимость всегда положительна, т.к. контур может только поглощать энергию. Проводимость контура равна

$$Y_K = G_K + jB_K = G_K + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) :$$

Полагая, что частота стационарных колебаний ω близка к резонансной частоте контура $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, получим для

реактивной проводимости контура B_K

$$B_K \approx 2C(\omega - \omega_0). \quad (15a)$$

Воздействие сгруппированного потока на колебания в контуре отражено на схеме эквивалентной электронной проводимостью.

Электронная проводимость является нелинейным и активным элементом схемы, способным отдавать мощность во внешнюю цепь. В общем случае электронная проводимость комплексна и параметры ее зависят от рабочего режима (питающих напряжений $U_p, U_{отр}$, тока I_0), от амплитуды и частоты переменного напряжения.

$$Y_e(U_p, U_{отр}, I_0, \omega, \dots) = G_e + jB_e.$$

Для режима установившихся колебаний в схеме генератора (рис. 12), согласно закону Кирхгофа, получим следующее уравнение:

$$Y_e + Y_K = 0. \quad (16)$$

Разделяя действительные и мнимые члены уравнения (16), имеем:

$$-G_e(U_p, \omega, \dots) = G_K; \quad (17)$$

$$-B_e(U_p, \omega, \dots) = B_K \quad (18)$$

Уравнения (17) и (18) определяют соответственно амплитуду и частоту установившихся колебаний.

Уравнения для амплитуды с учетом (15) после несложных преобразований имеют вид

$$-\frac{J_1(x)}{x} = \frac{G_K}{\frac{I_0}{U_p} M \theta_0 \sin \theta_0}. \quad (19)$$

Графическое решение (19) приведено на рис. 13. Зависимость $J_1(x)/x$ от параметра x изображена кривой 1. Правая часть

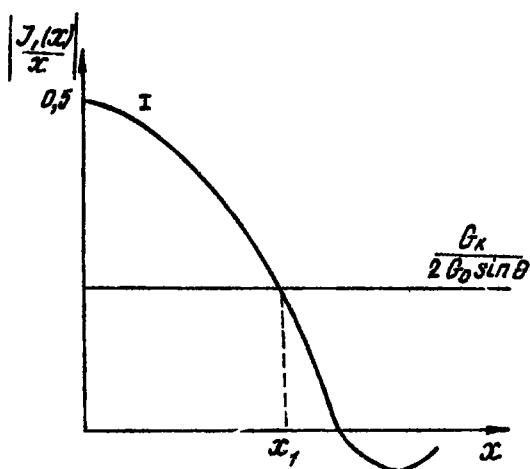


Рис.13. Графическое решение уравнения для амплитуды колебания

уравнения не зависит от x и на графике представляется горизонтальной прямой. Точка пересечения прямой с кривой I дает установившееся значение параметра x_1 , а значит, и амплитуды колебаний u_1 .

Нетрудно видеть, что значение правой части уравнения (19), определяющее положение прямой на графике, не может быть больше $1/2$. В противном случае прямая не пересекает кривую I и уравнение (19) не имеет решения. Поэтому условие самовозбуждения колебаний в клистроне можно записать в виде.

$$\frac{G_k}{\frac{I_0}{u_p} N \theta_0 \sin \theta_0} < \frac{1}{2} \quad (20)$$

или с учетом (15)

$$G_s \sin \theta_0 > G_k. \quad (21)$$

Физический смысл этого неравенства следующий. При малых амплитудах

литудах колебания мощность, отдаваемая электронным потоком, должна быть больше мощности потерь в контуре. Избыток мощности обеспечивает нарастание амплитуды колебания.

Из условия (20) найдем минимальную величину постоянной составляющей тока I_n , необходимую для самовозбуждения колебаний в клистроне. Этот ток называется пусковым током.

$$I_n = \frac{2 G_K U_P}{M \theta_0 \sin \theta_0}$$

Для оптимального режима $\theta_0 = 2\pi (\pi + 0,75)$ пусковой ток равен

$$I_n = \frac{G_K U_P}{M \pi (\pi + 0,75)} \quad (22)$$

Пусковой ток клистрона тем меньше, чем меньше суммарная активная проводимость резонатора и нагрузки G_K и ускоряющее напряжение U_P . Отметим также, что пусковой ток уменьшается с возрастанием номера зоны. Это связано с тем, что возрастание номера зоны означает увеличение угла пролета θ_0 , т.е. времени пребывания электронов в пространстве отражателя. При этом увеличивается плотность электронных сгустков и возрастает мощность взаимодействия электронов с полем, что и снижает требования к пусковому режиму. Рабочий ток клистрона превышает пусковой ток в 2 + 3 раза.

Процесс возникновения и установления колебаний в клистроне при $I_0 > I_n$ можно представить следующим образом. Шумовые составляющие тока, которые всегда содержатся в электронном потоке, возбуждают слабые флуктуационные колебания в резонаторе на частоте, близкой к собственной частоте резонатора. Возникшие слабые колебания вызывают модуляцию скорости электронов с последующей группировкой. Если условие самовозбуждения выполнено, то вернувшиеся в резонатор электронные сгустки поддерживают колебания. Так как при малых амплитудах мощность, отдаваемая электронами полю, больше мощности потерь, то амплитуда колебания начинает нарастать. С ростом амплитуды электронная проводимость падает и разность между энергией, поступающей в резонатор, и затраченной уменьшается. Процесс нарастания амплитуды прекращается при равенстве электронной проводимости и проводи-

мости контура. При этом в генераторе мощность, отдаваемая потоком, становится равной мощности потерь (баланс активных мощностей) и устанавливается стационарная амплитуда колебания. Нетрудно показать на графике рис.13, что установившаяся амплитуда будет устойчивой.

Зависимость стационарной амплитуды колебаний от режима работы и нагрузки клистрона можно качественно проследить на графике рис.13.

Рассмотрим зависимость мощности генерации от напряжения отражателя. При оптимальном угле прелета (центр зоны колебания) $\sin \theta_0$ имеет наибольшее значение ($\sin \theta_0 = -1$), и прямая занимает самое низкое положение, что соответствует наибольшей в данной зоне амплитуде колебания. При отклонении угла θ_0 от оптимального $\sin \theta_0$ уменьшается, прямая перемещается вверх, и соответствующие значения амплитуды колебаний уменьшаются. Физически это уменьшение связано с тем, что электронные сгустки встречают меньшее тормозящее поле в зазоре при отклонении угла прелета от оптимального значения.

На границе зоны возбуждения амплитуда падает до нуля (прямая занимает самое высшее положение, при котором ордината ее равна 0). Граничное значение угла прелета и соответствующее ему напряжение отражателя определяются из условия

$$\frac{U_k}{\frac{U_0}{2} \sin \theta_{pr}} = \frac{1}{2}$$

Таким образом, зависимость мощности колебания от напряжения отражателя в пределах одной зоны имеет экстремальный характер (см. рис.5).

Уровень максимальной мощности в разных зонах различен. Существует оптимальная зона, в которой мощность генерации больше, чем в других зонах. Это связано с тем, что величина электронной проводимости в разных зонах различна, следовательно, от номера зоны зависят как мощность взаимодействия, так и степень согласования электронной проводимости с нагрузкой генератора. Мощность наибольшая будет в той зоне, для кото-

рой скажутся выполненными условия максимальной передачи мощности в нагрузку.

2.4. Частота генерации.

Электрическая настройка

Уравнение, характеризующее баланс реактивных мощностей в схеме генератора, определяет частоту генерации. Из (18) с учетом (13), (14), (15) для частоты генерации клистрона получим выражение

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2\theta_H} \frac{B\theta}{C\theta} \right) = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2\theta_H} \operatorname{ctg} \theta_0 \right), \text{ где } (23)$$

$Q_H = \frac{C\theta}{C\omega_0}$ — нагруженная добротность резонатора;
 ω_0 — собственная частота контура.

Как следует из (23), частота колебаний клистрона зависит от режима его работы (напряжений ревокатора U_p и отражателя $U_{отр}$, изменяющего угол пролета θ). В центре зоны колебания $\theta_0 = 2\pi(n + 0,75)$, $\operatorname{ctg} \theta_0 = 0$ и частота

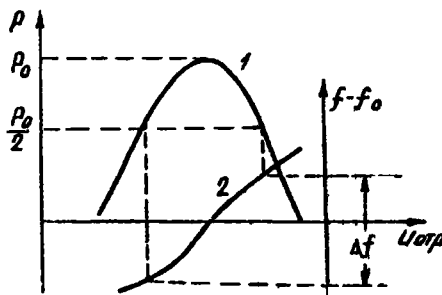


Рис. 14. Графики зоны колебания и электрической перестройки частоты ОК

колебания, равна собственной частоте контура. При углах пролета, отличных от оптимального, появляется реактивная составляющая электронной проводимости S_e и частота колебания изменяется. Регулировка частоты путем изменения потенциала отражателя называется электронной настройкой частоты. Зависимость частоты от напряжения отражателя показана на рис. 14 (кривая 1). Здесь же изображена зона генерации клистрона (кривая 2). Границы диапазона электронной настройки определяются по уровню половинной мощности. На рис. 14 границы диапазона отмечены пунктирными линиями.

Диапазон электронной настройки ОК приблизительно равен полосе пропускания колебательного контура, т.е. имеет порядок $\frac{\omega_0}{2\pi Q_N}$. При добротности $Q_N \approx 100$ это составляет 0,05 - 1% от средней частоты. Крутизна электронной настройки $\frac{\partial \omega}{\partial U_{от}}$ для современных клистронов порядка нескольких единиц герц на вольт.

Помимо электронной настройки менять частоту клистронного генератора в значительно более широких пределах можно с помощью механической перестройки резонатора. Механическая перестройка достигает 10-20 % от средней частоты диапазона.

Л и т е р а т у р а

1. Электронные приборы сверхвысоких частот / Под ред. В.Н.Шевчика и М.А.Григорьева. Изд-во Саратов. ун-та, 1980, с.15-76.
2. Кулаев С.П. Трифонов В.В., Хасанов В.Я. Автоматизированная установка для исследования характеристик активных и пассивных четырехполюсников. Электронная техника, сер. I. Электроника СВЧ, 1980, вып. II, с. 323.
3. Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах. -М.: ИЛ, 1960, с.279.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ОТРАЖАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА

Задача № I. Исследование электронной проводимости
отражательного клистрона

Задание

1. Рассчитать и построить зависимость активной G_c и реактивной B_c составляющих электронной проводимости от напряжения отражателя.
2. Получить экспериментальную зависимость электронной проводимости G_c от напряжения отражателя.
3. Исследовать нелинейные свойства электронной проводимости. Рассчитать и получить экспериментально зависимость электронной проводимости от амплитуды высокочастотного напряжения в резонаторе.

Методика эксперимента и рекомендации к выполнению работы

I. Метод измерения электронной проводимости

Для исследования электронной проводимости клистрона используется метод измерения параметров волноводных двухполюсников, развитый Г.Н.Раппертом [2]. Согласно этому методу включенная в измерительный тракт комплексная проводимость двухполюсника определяется по значениям

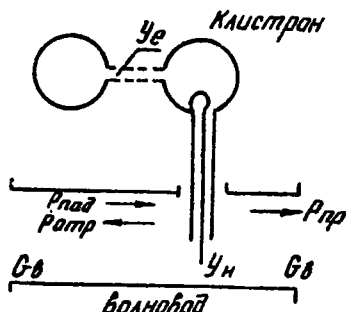


Рис.17.Схема включения
клистрона в волноводный
тракт

падающей, отраженной
и прошедшей через
двухполюсник мощнос-
ти от внешнего гене-
ратора.

Схема включения в
волноводный тракт
клистрона, имеющего
коаксиальный вывод
энергии, показана на
рис.17. Относительно
внесенной клистроном
в измерительный тракт
проводимости Y_n
необходимо сделать
следующие замечания.

Прежде всего Y_n представляет собой трансформированную проводимость клистрона Y_c , которая в теоретических расчетах определяется по отношению к емкостному зазору резонатора. Роль трансформатора проводимости выполняет петли связи, включенная в индуктивную часть резонатора и коаксиальный вывод энергии. Очевидно также, что проводимость Y_n представляет собой сумму пересчитанной элект-

ронной проводимости и проводимости "холодного" (без электронного потока) резонатора Y_K :

$$Y_H = m (Y_C + Y_K),$$

где m - коэффициент трансформации.

Чтобы уменьшить влияние резонатора на измерение электронной проводимости, следует настроить "холодный" резонатор на частоту внешнего сигнала. В этом случае реактивная составляющая проводимости резонатора Y_K равна нулю и проводимость Y_H будет содержать только активную составляющую проводимости резонатора G_K . Таким образом, при настройке резонатора внесенная в тракт проводимость клистрона равна

$$Y_H = m (G_C + G_K) + j m B_C.$$

Измерение электронной проводимости рекомендуется проводить в недовозбужденном режиме работы клистрона. Для этого необходимо установить ток резонатора меньше пускового тока. В недовозбужденном режиме клистрон не генерирует, т.к.

$B_C < B_K$, следовательно, суммарная активная составляющая измеряемой проводимости $G_C + G_K$ всегда положительна. Это позволяет исследовать как области положи-

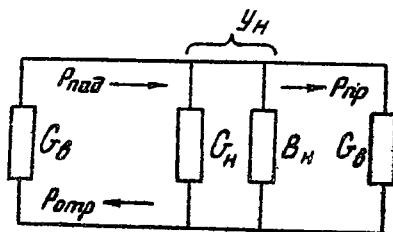


Рис. 18. Эквивалентная схема измерительного тракта с нагрузкой

тельных, так и области отрицательных значений активной электронной проводимости G_C

Обратимся к выводу соотношений, связывающих измеряемую проводимость Y_N с падающей $P_{пад}$ отраженной $P_{отр}$ и прошедшей $P_{пр}$ мощностями.

Эквивалентная схема волноводного тракта с включенной в него исследуемой нагрузкой Y_N показана на рис.1

(G_0 - волновое сопротивление волновода).

Коэффициент отражения Γ и коэффициент передачи по напряжению Π равны для четырехполюсника Y_N :

$$\Gamma = \frac{U^-}{U^+}, \quad \Pi = \frac{U^- + U^+}{U^+} = 1 + \Gamma \quad (2)$$

U^+ - амплитуда падающей волны;

U^- - амплитуда отраженной волны.

Связь коэффициентов передачи Π и отражения Γ с проводимостью нагрузки имеет вид [3]

$$\Gamma = - \frac{G_N + j B_N}{2 G_0 + G_N + j B_N}, \quad (3)$$

$$\Pi = \frac{2 G_0}{2 G_0 + G_N + j B_N}$$

Из (2), (3) следует

$$\frac{1}{\Pi} = \left(1 + \frac{G_N}{G_0} \right) + j \frac{B_N}{2 G_0},$$

$$\frac{\Gamma}{\Pi} = - \frac{G_N}{2 G_0} + j \frac{B_N}{2 G_0} \quad (4)$$

Выразим коэффициенты Γ и Π через падающую, отраженную и прошедшую мощности:

$$\left(\frac{1}{\Pi}\right)^2 = \frac{P_{\text{наб}}}{P_{\text{отпр}}},$$

$$\left(\frac{\Gamma}{\Pi}\right)^2 = \frac{P_{\text{отпр}}/P_{\text{наб}}}{P_{\text{пр}}/P_{\text{наб}}} = \frac{P_{\text{отпр}}}{P_{\text{пр}}} \quad (5)$$

Из (4) и (5) получим следующие соотношения, связывающие измеряемые проводимости G_H и G_B с мощностью в тракте:

$$\frac{G_H}{G_B} = \frac{P_{\text{наб}} - P_{\text{отпр}} - P_{\text{пр}}}{P_{\text{пр}}},$$

$$\frac{G_H}{G_B} = \sqrt{4 \frac{P_{\text{отпр}}}{P_{\text{пр}}} - \left(\frac{G_H}{G_B}\right)^2} \quad (6)$$

Изложенный метод измерения проводимости имеет ряд достоинств. Прежде всего он позволяет значительно упростить процедуру измерения проводимости по сравнению, например, с методом измерительной линии, а также проводить быстрое измерение проводимости. Техническая реализация его не требует сложного оборудования. Поэтому представляется удобным использовать этот метод в автоматизированных системах измерения параметров и характеристик СВЧ элементов и узлов.

2. Автоматизированная система измерения параметров и характеристик СВЧ элементов

Автоматизированная измерительная система осуществляет

автоматизацию эксперимента на всех его этапах. Она решает целый комплекс задач.

1. Управление экспериментом по заданной программе (изменение токов, напряжений, уровня мощности и т.д.).
2. Съем и обработку данных эксперимента.
3. Графическое и цифровое отображение полученных в процессе обработки результатов эксперимента.

На рис. 19а,б приведена блок-схема автоматизированного измерительного комплекса, используемая для исследования электронной проводимости клистрона. Условно его можно разделить на две части — экспериментальную установку, содержащую испытуемый объект и аппаратуру, формирующую информацию об объекте, а также информационно-вычислительную систему, в задачу которой входит управление экспериментом, сбор и обработка поступающей информации и цифровое или графическое отображение полученных в процессе обработки результатов эксперимента.

Основу экспериментальной установки составляет волноводный измерительный тракт, с которым связан испытуемый клистрон (1). Связь клистрона с волноводом может изменяться путем перемещения элемента связи относительно волновода.

В качестве источника мощности используется 3-сантиметровый магнетрон (2). Мощность от магнетрона через развязывающий вентиль (3) поступает в измерительный тракт. Уровень мощности в тракте регулируется вручную аттенуатором (6) и (9). Для автоматического измерения мощности в тракте используется ρ/n - аттенуатор (4). Затухание ρ/n - аттенуатора регулируется напряжением, вырабатываемым в блоке управления мощностью (БУМ).

Мощность, подводимая к испытуемому клистрону ($P_{\text{под}}$), измеряется детектором $\mathcal{D}_1$, включенным в тракт с помощью направленного ответвителя (8). Разделение каналов падающей и отраженной волны осуществляется ферритовым циркулятором (10). Мощность, отраженная от клистрона ($P_{\text{отр}}$), измеряется детектором $\mathcal{D}_2$, мощность, прошедшая

$P_{\text{пр}}$ - детектором D_1 . Атенюаторы (I1), (I2), (I3) служат для регулировки чувствительности детекторов. Сигналы детекторов контролируются микроамперметрами.

Волноводный переключатель (I4) используется для подключения к волноводному тракту частотомера и измерителя мощности. Питание клистрона и магнетрона осуществляется от стандартных источников типа УИП-1.

Блок-схема информационно-вычислительного комплекса (ИБК) показана на рис. 19б.

Блоки ИБК взаимодействуют по двум каналам - канал передачи обрабатываемой информации (шина данных) и канал сигналов управления и синхронизации работой блоков.

Информация (сигналы с детекторов) поступает на вход коммутатора, в котором данные эксперимента масштабируются и последовательно передаются на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). В АЦП аналоговые сигналы преобразуются в двоичный код, который затем в устройстве сопряжения (УС) транслируется в двоично-восьмеричный. С выхода УС информация поступает на ЭВМ.

В ЭВМ двоично-восьмеричный код информации преобразуется в десятичный, после чего проводятся вычисления по заданной программе и результаты отображаются в виде графика или цифровой таблицы на внешних устройствах ЭВМ (дисплей, цифропечать).

Устройство сопряжения вырабатывает также сигналы управления АЦП и коммутатором, синхронизирует по заданной программе работу всех блоков ИБК. В блоке управления мощностью вырабатывается напряжение, управляющее работой ρ/n - аттенюатора.

3. Калибровка экспериментальной установки

В связи с тем, что для измерения мощности в установке используются детекторы, возникает необходимость в калибровке каналов падающей, отраженной и прошедшей мощностей.

Суть калибровки состоит в том, что устанавливается соответствие между показаниями детектора и измеряемой им мощностью.

Для этого сначала в диапазоне измеряемых мощностей снимаются калибровочные характеристики трех детекторов (рис. 20):

$$P = f_i(V), \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{где}$$

V — напряжение на нагрузке детектора;

P — измеряемая мощность.

Калибровочные характеристики затем аппроксимируются аналитическими функциями, в качестве которых выбираются полиномы четвертой степени:

$$P = \alpha_{i1} V + \alpha_{i2} V^2 + \alpha_{i3} V^3 + \alpha_{i4} V^4 \quad (2)$$

Задача, таким образом, сводится к нахождению коэффициентов аппроксимирующих полиномов α_{ij} .

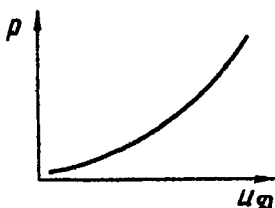


Рис. 20. Калибровочная характеристика детектора

Найденные аппроксимирующие функции калибровочных характеристик каналов используются в дальнейшем в программах автоматизированного эксперимента для расчета мощности по напряжению V , снимаемому с детекторов.

Процедура калибровки каналов установки автоматизирована. Алгоритм программы калибровки приведен в приложении к описанию.

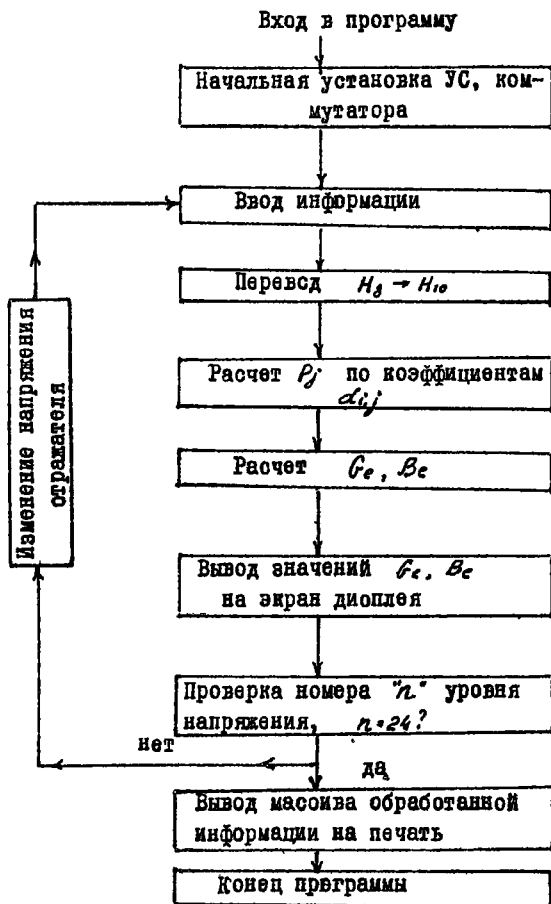


Рис.21. Алгоритм программы эксперимента по изучению зависимости проводимости от напряжения отражателя

4. Исследование зависимости электронной проводимости от напряжения на отражателе

При снятии зависимости проводимости от напряжения отражателя управление экспериментом (изменение напряжения, тока) осуществляется вручную. Информационно-вычислительный комплекс выполняет операции сбора, обработки информации и отображения результатов эксперимента в графическом и цифровом виде на внешних устройствах (дисплей, печатающее устройство).

Зависимость проводимости от напряжения отражателя снимается по дискретным точкам. Алгоритм программы эксперимента приведен на рис. 2. Рабочий цикл программы от ввода информации до выдачи результата на дисплей работает в режиме внешнего запуска. При заданном напряжении отражателя информация (напряжения с детекторов) вводится в ЭВМ при нажатии кнопки "пуск" на пульте управления ЭВМ. Результат расчета проводимости отражается на экране дисплея соответствующей точкой на графике $V_c(U_{отр})$. По окончании работы цикла ИВК возвращается в исходное состояние. На пульте управления загорается индикаторная лампочка - ИВК готов к приему следующей информации.

Число рабочих циклов программы равно числу шагов изменения напряжения отражателя. По окончании работы последнего цикла печатающее устройство выдает цифровую таблицу результатов эксперимента.

Порядок выполнения работы

1. Подготовить к работе экспериментальную установку, для чего:

- а) подать мощность от магнетрона в измерительный тракт;
- б) настроить резонатор клиотрона на частоту сигнала в тракте, настройку производить по минимуму отраженного сигнала;
- в) установить ток резонатора меньше пускового.

2. Подготовить к работе информационно-вычислительный комплекс. Ввести программу эксперимента в ЭВМ.
3. Снять зависимость проводимости от напряжения отражателя.

Напряжение отражателя изменяется с помощью потенциометра в блоке питания клистрона. Диапазон и шаг изменения напряжения отражателя выбрать по графику зон возбуждения клистрона.

Установить начальное значение напряжения отражателя и нажать кнопку "пуск" на выносном пульте управления ЭВМ. После окончания операции и выдачи результата на экран дисплея установить следующее значение напряжения отражателя и снова нажать кнопку "пуск" и т.д.

Зависимость $G_c (W_{гр})$ снять для двух значений токов резонатора.

Используя таблицу полученных с ЭВМ результатов эксперимента, построить зависимость проводимости от напряжения отражателя. На этом же графике построить теоретическую зависимость проводимости $G_c (W_{гр})$. Сопоставить расчет с экспериментом.

5. Исследования зависимости электронной проводимости от амплитуды переменного напряжения в резонаторе

Эксперимент по снятию амплитудной характеристики проводимости полностью автоматизирован. АВК по заданной программе осуществляет управление экспериментом, обработку полученной информации и выдачу результатов эксперимента. Мощность в тракте изменяется ρ/n - аттенуатором, затуханием которого управляет напряжение, вырабатываемое в блоке управления мощностью. Блок управления работает по заданной программе и формирует 24 дискретных уровня мощности.

Алгоритм программы автоматизированного эксперимента приведен на рис.22.

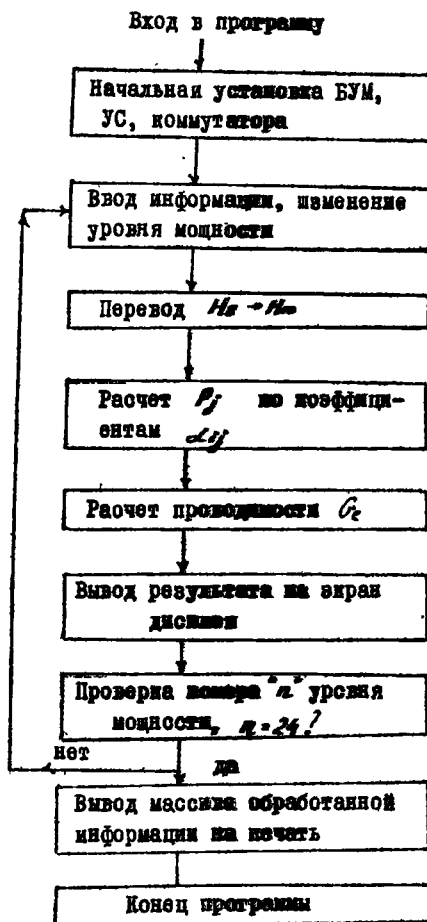


Рис. 22. Алгоритм программы эксперимента по изучению влияния свойств проводимости клистрона

При запуске программы в тракте устанавливается начальный уровень мощности (первый уровень). Сигналы о детекторах через коммутатор и АЦП поступают в ЭВМ, после чего в блоке управления мощностью вырабатывается сигнал, устанавливающий 2-й уровень мощности в тракте. Далее следует обработка полученной с детекторов информации и расчет проводимости (3-5). Результат расчета графически отображается на экране дисплея (6). Рабочий цикл программы заканчивается операцией проверки номера уровня мощности. Если номер уровня меньше 24-го, то работа программы возвращается к вводу новой информации и установлению следующего уровня мощности (2) и цикл повторяется. По окончании снятия зависимости результаты эксперимента выводятся на печатающее устройство.

Порядок работы

1. Используя результаты, полученные в предыдущем задании (п.4), установить режим работы клистрона, соответствующий максимуму активной составляющей G_e электронной проводимости.
2. Ввести в ЭВМ программу эксперимента по снятию зависимости $G_e(u_e)$
3. Включить кнопку "пуск" ЭВМ. Контролировать ход эксперимента на экране дисплея, где отображается график зависимости $G_e(u_e)$.
4. Используя цифровую таблицу результатов эксперимента, построить график $G_e(u_e)$ и объяснить полученную зависимость.
6. Расчет электронной проводимости

Расчет зависимости электронной проводимости от напряжения отражателя для случая малого сигнала ($u_e \approx 0$) проводится по формулам:

$$\begin{aligned} G_c &= \frac{\kappa I_0}{2U_p} M^2 Q \sin Q; \\ G_c &= \frac{\kappa I_0}{2U_p} M^2 Q \cos Q, \end{aligned} \quad (7)$$

где

- I_0 - постоянная составляющая тока резонатора;
 U_p - постоянное напряжение на резонаторе;
 M - коэффициент модуляции скорости, $M = \frac{\sin \varphi_0/2}{\varphi_0/2}$;
 φ_0 - угол пролета между сетками резонатора;
 Q - средний угол пролета в пространстве отражателя, $Q = \frac{1}{2} \frac{\omega d}{v_0} \frac{U_p - U_{cr}}{U_p}$;
 d - расстояние от резонатора до отражателя;
 d - расстояние между сетками резонатора;
 v_0 - постоянная составляющая скорости электронов;
 κ - коэффициент прозрачности сеток резонатора;
 ω - частота поля в резонаторе.

Зависимость активной проводимости от амплитуды напряжения U , для оптимального режима ($Q = 2\pi(n + 0.75)$) имеет вид

$$G_c = -\frac{\kappa I_0}{U_p} M^2 Q \frac{J_1(\kappa)}{\kappa} \quad (8)$$

где

$J_1(\kappa)$ - функция Бесселя первого порядка;

$\kappa = \frac{1}{2} \frac{U}{U_p} Q$ - параметр группировки;

U - амплитуда переменного напряжения в резонаторе.

Остальные обозначения те же, что и в (7).

Необходимые для расчета коэффициент κ и размеры клистрона d и d' указаны в паспорте прибора. Расчет проводимости провести для тех рабочих режимов (I_0, U_p, U_{cr}), при которых описывались экспериментальные зависимости.

Так как экспериментально измеряется величина проводимости G_e , отнесенная к проводимости волновода G_e , то рекомендуется расчет теоретических зависимостей провести так: для относительной проводимости G_e/G_e Проводимость волновода G_e рассчитывается по формуле: [3]

$$G_e = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{a}{b} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}$$

a - размер широкой стенки волновода;

b - размер узкой стенки волновода;

λ_0 - длина волны СВЧ колебаний.

Расчет зависимостей провести на ЭВМ. Программы расчета на языке "Аналитик" приведены в приложениях к данному описанию.

Контрольные вопросы

1. Поясните физический смысл понятия "электронная проводимость".
2. Нарисуйте эквивалентную схему отражательного клистрона и запишите условия стационарных колебаний.
3. Как зависит электронная проводимость от угла пролета в пространстве отражателя?
4. Как зависит электронная проводимость от амплитуды переменного электрического поля в резонаторе?
5. В чем суть методики измерения электронной проводимости?
6. Почему при измерении электронной проводимости устанавливается недонапряженный режим работы клистрона?
7. Расскажите алгоритм автоматизированного эксперимента по измерению зависимости электронной проводимости от напряжения отражателя.

**Задача № 2. Исследование режима генерации и электронной
настройки частоты отражательного клистрона.**

Задание

1. Снять зависимость выходной мощности от напряжения отражателя (для нескольких зон генерации). Определить максимальный КПД клистрона.
2. Для зоны с наибольшей мощностью снять зависимость частоты генерации от напряжения отражателя. Определить диапазон и крутизну электронной настройки частоты.
3. Рассчитать и определить экспериментально зависимость пускового тока от номера зоны. Сопоставить результаты расчета и эксперимента.

**Методические рекомендации
к выполнению работы**

**I. Описание экспериментальной
установки**

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 23. Колебания от клистрона подаются через волноводный тракт к термисторному измерителю мощности. Через волноводно-коаксиальный переход часть мощности отвлекается на волномер. Сигнал, снимаемый с его детектора, используется для визуального наблюдения зон колебаний на осциллографе.

Питание клистрона осуществляется от стандартного источ-

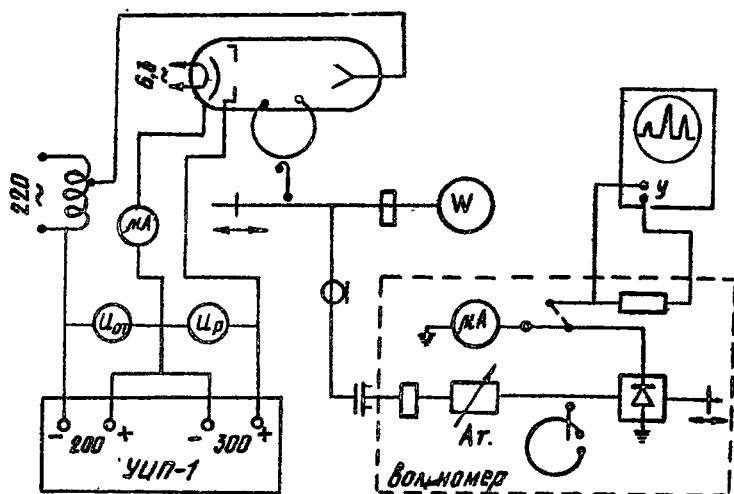


Рис.25. Схема понятия характеристики ОК

ника УИП-I. Для визуального наблюдения зон генерации на осциллографе в цепь стрелителя включается переменное (от сети) напряжение, регулируемое автотрансформатором.

2. Рекомендуемый порядок работы

1. Снять зависимость мощности для различных зон от напряжения отражателя. Для этого, установив определенное значение напряжения резонатора и рабочий ток I_0 , плавно изменять напряжение на отражателе и фиксировать колебания по измерителю мощности. Шаг изменения напряжения отражателя выбрать таким, чтобы в пределах каждой зоны измерить не менее 5 значений мощности, соответствующих различным напряжениям отражателя. Для зоны с наибольшей мощностью

снять зависимость частоты колебания от напряжения отражателя.

По данным измерений построить графики зависимостей мощности от частоты от потенциала отражателя. Графики зависимости частоты отрисовать в координатах Δf $U_{отр}$, где $\Delta f = f - f_0$ - отклонение частоты от f_0 (f_0 - частота колебаний в центре зоны генерации).

3. Исследование пусковых режимов

Снять зависимость пускового тока от номера зоны. Для этого подать модулирующее напряжение на отражатель и получить изображение рабочих зон клистрона на экране осциллографа. Уменьшая потенциал резонатора, зафиксировать значение тока резонатора, при котором исчезает генерация в данной зоне. Измерить пусковые токи для четырех зон генерации. Построить график зависимости пускового тока от номера зоны. Сравнить качественно полученную зависимость с теоретической [см. формулу (22)].

Контрольные вопросы

1. Расскажите устройство и принцип действия клистрона.
2. Составьте эквивалентную схему отражательного клистрона и запишите уравнения стационарного режима работы.
3. Как зависит мощность генерации от напряжения отражателя?
4. Чему равен оптимальный угол пролета?
5. Поясните зависимость частоты от напряжения отражателя. От чего зависит диапазон электронной перестройки частоты?

6. Из какого уравнения определяется величина пучкового тока? Объясните зависимость пучкового тока от номера зоны колебания.
7. Нарисуйте схему питания клистрона.

Программы эксперимента

Программа по исследованию зависимости электронной проводимости от напряжения отражателя

```
"ВЫП" "МАСШ" 70, 150, 0, 3, 5; РАБ.СМ=0; J=1; АЦП. "ВВОД" 35; "ДЛ" 1 "Ш" "Т" "Д"
"4" "ВЫП" (A1=3(A[I]/1013); A2=3((A[I]-A1*1013)/1012); A3=3((A[I]-A1*
1013-A2*1012)/10); A4=A[I]-A1*1013-A2*1012-A3*10; A10[I]=A1*813+A2
*812+A3*8+A4+.02); P1=Σ(K=1, 4, M1[K]*A10[2]!K); P2=Σ(K=1, 4, M2[K]*A1
0[3]!K); P3=Σ(K=1, 4, M3[K]*A10[4]!K); G[J]=(P1-P2-P3)/P3; "ГР" 1, U[J
], G[J]; J=J+1; "ЕС" J=18 "ТО" "НА" К; "НА" АЦП; К. "СТОП"; "ВЫВ" "ЗАГ" "ТАБ" 1
, VК, GК; "ДЛ" Z=1 "Ш" 1 "ДО" 17 "ВЫП" "ВЫВ" "ТАБ" 1, U[Z], G[Z]; "СТОП"; "НА" Р
АБ"ТД" U[17]=70, 75, 80, 85, 90, 95, 100, 105, 110, 115, 120, 125, 130, 135, 14
0, 145, 150; G[17]; A[4]; A1 0[4] "КОН" 0
```

Программа по исследованию зависимости электронной проводимости от амплитуды переменного напряжения в резонаторе

```
"ВЫП" "МАСШ" 0, 10, 0, 2; РАБ. "РАЗР" 6; J=1; АЦП. "ВВОД" 35; "Е" J<8 "ТО" (J=J+
1; "НА" Я); "ДЛ" 1=1 "Ш" 1 "ДО" 4 "ВЫП" (A1=3(A[I]/1013); A2=3((A[I]-A1*101
3)/1012); A3=3((A[I]-A1*1013-A2*1012)/10); A4=A[I]-A1*1013-A2*1012
-A3*10; A10[I]=(A1*813+A2*812+A3*8+A4+.02)); P1=Σ(K=1, 4, M1[K]*A10
[2]!K); P2=Σ(K=1, 4, M2[K]*A10[3]!K); P3=Σ(K=1, 4, M3[K]*A10[4]!K); PГ=
P2+P3-P1; GГ=(P1-P2-P3)/P3; G[J]=GГ; P[J]=√(-PГ); "ГР" 1, P[J], G[J]; J
=J+1; "ЕС" J=25 "ТО" "НА" К; Я. "НА" АЦП; К. "СТОП"; "ВЫВ" "ЗАГ" "ТАБ" 1, VК, GК
; "ДЛ" Z=1 "Ш" 1 "ДО" 24 "ВЫП" "ВЫВ" "ТАБ" 1, P[Z], G[Z]; "СТОП"; "НА" РАБ"ТД" G
[24]; A[4]; A10[4]; P[24] "КОН" 0
```

ПРОГРАММА КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ

"ВЫП"КА=.5; K2=.650₀-3; J=1; V=1; АЦП."ВВО"35;"Ы В"01, "МА СС"А;" ДЛ"І=1"Ш"V"ДО"Н1"ВЫП"(A1[I]=ε(A[I]/1013); A2[I]=ε((A[I]-A1[I]×1013)/1012); A3[I]=ε((A[I]-A1[I]×1013-A2[I]×1012)/10); A4[I]=A[I]-A1[I]×1013-A2[I]×1012-A3[I]×10; A10[I]=(A1[I]×813+A2[I]×812+A3[I]×8+A4[I])); "Е"V=3"ТО""НА"6; F[J]=KA×K2×A10[1]; X1[J]=A10[2]; X2[J]=1.06×A10[3]; J=J+1; "Е"J=25"ТО""НА"7; "НА"АЦП; 7."ЭК""ОЧН"; "СТОП"; V=3; J=1; "НА"АЦП; 6.X3[J]=A10[4]; J=J+1; "ЕС"J=25"ТО""НА"1; "НА"АЦП; 1.W=1; "ДЛ"K=1"Ш"1"ДО"24"ВЫП"X[K]=X1[K]; "НА"АП; 3."ДЛ"K=1"Ш"1"ДО"24"ВЫП"X[K]÷X2[K]; "НА"АП; 4."ДЛ"K=1"Ш"1"ДО"24"ВЫП"X[K]=X3[K]; "НА"АП; АП."ДЛ"R=1"Ш"1"ДО"Н1"ВЫП"("ДЛ"І=1"Ш"1"ДО"Н1"ВЫП"Э[R, I]=Σ(J=1, K1, X[J]÷(R+I)); Э[R, N1+1]=Σ(J=1, K1, F[J]×X[J]÷R)); N=N1; "ДЛ"K=1"Ш"1"ДО"N-1"ВЫП"(E=O; J=K; "ДЛ"І=K"Ш"1"ДО"N"ВЫП""ЕС"ABS(E)-ABS(Э[I, J])<O"ТО"(E=Э[I, J]; B=I); "ЕС"ABS(E)<EP"ТО"("ВЫВ"[МАТРИЦА ВЫРОЖДЕННАЯ]; "СТОП"); "ЕС"K=B"ТО""НА"1; "ДЛ"J=K"Ш"1"ДО"N+1"ВЫП"(S=Э[K, J]; Э[K, J]=Э[B, J]; Э[B, J]=S); L."ДЛ"І=K+1"Ш"1"ДО"N"ВЫП"(M=Э[I, K]/Э[K, K]; "ДЛ"J=K+1"Ш"1"ДО"N+1"ВЫП"Э[I, J]=Э[I, J]÷M×Э[K, J])); "ДЛ"І=N"Ш"-1"ДО"1"ВЫП"(S=O; "ДЛ"K=O"Ш"1"ДО"N-1-1"ВЫП"S=S+Э[N-K, N+1]×Э[I, N-K]; Э[I, N+1]=(-S+Э[I, N+1])/Э[I, I]); "ДЛ"І=1"Ш"1"ДО"N"ВЫП"(P[I]=Э[I, N+1]; "ЕС"W=1"ТО"Ю1[I]=Э[I, N+1]; "ЕС"W=2"ТО"Ю2[I]=Э[I, N+1]; "ЕС"W=3"ТО"Ю3[I]=Э[I, N+1]); T=Σ(Ц=1, K1, (F[Ц]-Σ(I=1, N, P[I]×X[Ц]÷I))÷2); T=√(T/K1); "ВЫВ"01, T; W=W+1; "ЕС"W=4"ТО""НА"5; "ЕС"W=3"ТО""НА"4; "ЕС"W=2"ТО""НА"3; 5."ВЫВ"33, ["ПУСТ"], "МАСС"Ю1, [,];, "МАСС"Ю2, [,];, "МАСС"Ю3, ["КОН"]ТД"А1[4]; A2[4]; A3[4]; A4[4]; A[4]; A10[4]; X1[24]; X2[24]; X3[24]; F[35]; EP=1₀-6; N1=4; K1=24; Э[4, 5]; N1[4]; Ю2[4] Ю3[4]; P[4]; X[24]"КОН"φ

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

(0-тип взаимодействия)

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ (ЛБВ)

I. Устройство и принцип действия ЛБВ

Лампа бегущей волны — это широкополосный усилитель с длительным взаимодействием электронного потока с электромагнитным полем. Устройство ЛБВ спирального типа показано на рис. I. Лампа содержит электронную пушку (1), металлическую спираль (2) и коллектор (3), которые заключены в стеклянный вакуумный баллон. Электронная пушка состоит из катода (4), фокусирующего электрода (5) и анода (6).

Спираль лампы вместе с металлической трубой арматуры образует спиральную коаксиальную линию, в которой спираль является внутренним проводником. Возбуждение спиральной линии высокочастотным сигналом осуществляется с помощью антенны (7,8). Входная антенна электрически соединена с анодом пушки, следовательно, спираль имеет тот же потенциал, что и анод. Участки спирали с переменным шагом выполняют роль согласующих трансформаторов.

Арматура ЛБВ, в которую помещена лампа, включает в себя систему постоянных кольцевых магнитов (9) и входные и выходные волноводы для ввода и вывода СВЧ сигнала (10,11).

Принцип работы ЛБВ сводится к следующему. Электронная пушка создает электронный поток, скорость которого определяется постоянным напряжением, поданным на опирали ω . Магнитное поле фокусирующей системы сжимает электронный поток в узкий электронный пучок, который пролетает внутри опирали, не оседая на нее, и улавливается коллектором.

Поступающий на вход спирали высокочастотный сигнал возбуждает в опирали электромагнитную волну. Таким образом, внутри

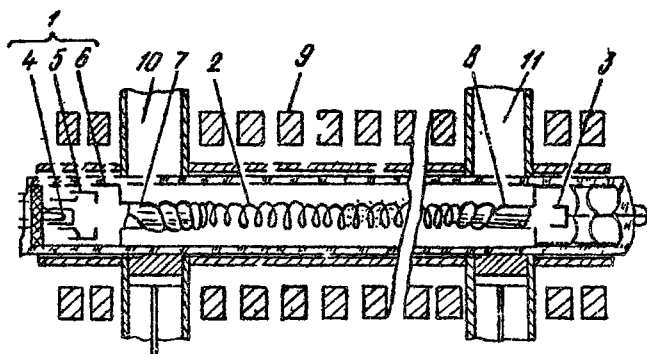


Рис. 1. Устройство ЛБВ.

спирали движутся одновременно электромагнитная волна и электронный поток. Электронный поток взаимодействует с продольной компонентой электрического поля волны. Попадая в ускоряющие полупериоды высокочастотного поля, электроны отбирают энергию от поля, и наоборот, в местах, где поле тормозит электроны, кинетическая энергия электронов преобразуется в энергию поля.

Для усиления волны нужно, чтобы число заторможенных волной электронов было больше числа ускоренных. Так как на вход опирали поступает поток постоянной плотности, то необходимо создать в лампе условия, при которых электроны в процессе их движения группировались в тормозящих участках волны.

Основным условием возникновения группировки электронного потока в ЛБВ является условие синхронизма, согласно которому

средняя скорость электронов U_0 и фазовая скорость волны U_ϕ должны быть близки по величине и совпадать по направлению. При синхронном движении волны и потока электронов мало смещается относительно волны и, следовательно, сила, действующая на него со стороны переменного поля, длительное время сохраняет свою величину и направление. В результате электроны, находящиеся в ускоряющих участках волны, будут ускорены, а в тормозящих — замедлены и вдоль потока возникнет упорядоченная модуляция скорости электронов. В процессе движения быстрые электроны догоняют медленные и в потоке образуются электронные уплотнения (сгустки).

На рис. 2 показано формирование сгустка при различных соотношениях скоростей электронов и волны. При точном синхронизме $U_0 = U_\phi$ сгусток образуется в области фазы волны с нулевым значением электрического поля. В этом случае число ускоренных полей электронов равно числу замедленных и энергосбмена между волной и потоком нет. Если средняя скорость электронов немного больше скорости волны, то сгусток образуется в области тормозящего поля. В этом случае процесс торможения электронов преобладает, и волна усиливается.

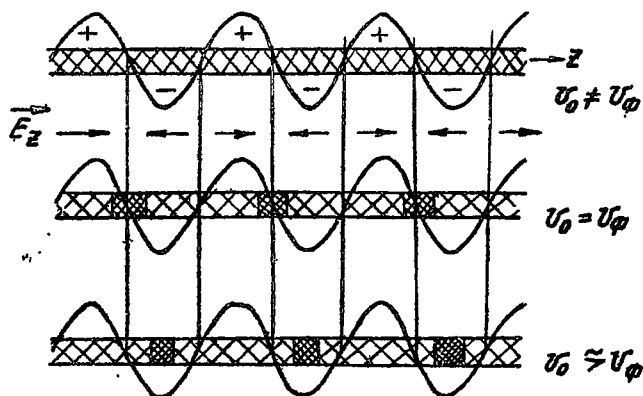


Рис. 2. Группировка электронного потока в поле бегущей волны

Взаимодействие электронов с волной приводит не только к изменению амплитуды волны, но изменяет и ее фазовую скорость. В самом деле, существование периодических уплотнений или сгустков в потоке можно рассматривать как появление переменной компоненты конвекционного тока

$$J_K(z, t) = \tilde{J}_K(z) e^{j\omega t} \quad \text{где}$$

$\tilde{J}_K(z)$ — комплексная амплитуда тока.

Мощность взаимодействия конвекционного тока с волной на пути равна

$$dP = \frac{1}{2} (\tilde{J}_K E_z) dz \quad \text{где}$$

$\tilde{E}_z$ — комплексная амплитуда продольной компоненты поля E_z

Если амплитуды $\tilde{J}_K$ и $\tilde{E}_z$ имеют сдвиг по фазе, то мощность взаимодействия P комплексна. Наличие активной мощности взаимодействия приводит к изменению амплитудной постоянной волны, а реактивная составляющая вызывает изменение фазовой постоянной, т.е. изменение фазовой скорости волны.

Перейдем к количественному описанию процессов в ЛБВ.

2. Линейная теория ЛБВ

Полнота математического описания процессов в таком сложном приборе, как ЛБВ, зависит от поставленной задачи. В частности, пояснить физическую картину работы и выяснить влияние различных факторов на свойства ЛБВ можно на примере упрощенной "одномерной" модели прибора. В такой модели спиральную линию заменяют эквивалентной длинной линией (рис.3). Линия возбуждается сгруппированным электронным потоком. Возбуждение носит распределенный характер. Переменную составляющую конвекционного тока электронов можно представить как волну тока

$J_K(z, t)$ воздействие которой на линию приводит к появлению в ней возбуждающего емкостного тока $\tilde{J}_{em} = - \frac{\partial J_K}{\partial z}$ по всей длине линии.

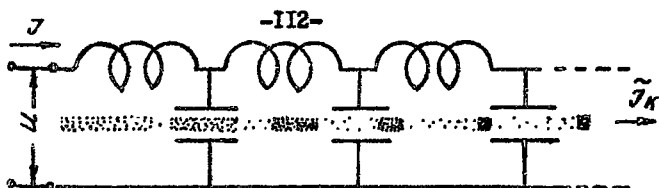


Рис.3. Эквивалентная схема ЛБВ

Задача о возбуждении линии электронным потоком решается методом самосогласованного поля. Поле называется самосогласованным, если оно возбуждается потоком, в котором группировка создается действием этого же поля. Таким образом, ищется совместное решение системы уравнений, описывающих группировку электронов в заданном поле, и возбуждение линии заданным током.

Линейная теория есть теория усиления слабого сигнала в ЛБВ. При ограничении слабыми сигналами уравнения, описывающие электронный поток, линеаризуются и решение их ищется в волновой форме.

2.1. Группировка электронов в заданном поле

Рассмотрим группировку электронного потока в поле бегущей волны $U(z, t) = U_0 e^{j\omega t - \Gamma z}$ (Γ — постоянная распространения). Переменную компоненту конвекционного тока пучка найдем из системы уравнений:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{e}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + E_{\pi 3} \right) \quad \text{— уравнение движения; } (1)$$

$$\frac{\partial i_K}{\partial z} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad \text{— уравнение непрерывности;}$$

$$\frac{\partial E_{\pi 3}}{\partial t} = \frac{j}{\epsilon_0} \quad \text{— уравнение Пуассона,}$$

$i_K = \rho \cdot v$ — плотность конвекционного тока;

v — скорость электронов;

j — плотность пространственного заряда пучка;

$\tilde{E}_{nz}$ - поле пространственного заряда в электронном пучке.

Действие сил пространственного заряда в пучке рассматривается в приближении "электронной плазмы". т.е. полагается, что постоянная составляющая поля объемного заряда в реальном приборе скомпенсирована полем положительных ионов остаточных газов в вакууме. Таким образом, поле пространственного заряда имеет только переменную компоненту $\tilde{E}_{nz}$, связанную с переменной плотностью объемного заряда пучка $\tilde{\rho}$ уравнением Пуассона.

В случае слабого возмущающего действия на поток сил внешнего поля и сил объемного заряда входящие в (1) величины можно представить в виде суммы постоянных и малых переменных составляющих:

$$\begin{aligned} v &= v_0 + \tilde{v}(z, t) \\ \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}(z, t) \\ i_K &= i_{K0} + i_K(z, t) \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) и отбрасывая произведения малых величин, получим систему линейных уравнений для переменных составляющих:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} &= \frac{e}{m} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \tilde{E}_{nz} \right); \\ \frac{\partial \tilde{i}_K}{\partial z} &= - \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t}; \\ \frac{\partial \tilde{E}_{nz}}{\partial z} &= \frac{\tilde{\rho}}{\epsilon_0}; \\ \tilde{i}_K &= v_0 \tilde{\rho} + \rho_0 \tilde{v}. \end{aligned} \quad (3)$$

Используя для решения (3) метод комплексных амплитуд, считая, что все величины зависят от времени по закону $e^{j\omega t}$. После несложных преобразований из (3) получим уравнение для комплексной амплитуды сгруппированного тока пучка $\tilde{I}_K$ в виде

$$\frac{\partial^2 \tilde{J}_k}{\partial z^2} + 2j\rho_c \frac{\partial \tilde{J}_k}{\partial z} - (\rho_c^2 - \rho_p^2) \tilde{J}_k = - \frac{j\rho_c I_0}{Z U_0} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} \quad (4)$$

где $\tilde{J}_k = \tilde{J}_k e^{-j\omega t}$ - комплексная амплитуда тока;
 $\tilde{U}$ - комплексная амплитуда напряжения;
 S - площадь поперечного сечения луча;
 I_0 - постоянная составляющая тока луча;
 U_0 - напряжение, ускоряющее пучок;
 $\rho_c = \frac{\omega}{v_0}$ - электронная постоянная;
 $\rho_p = \frac{\omega_p}{v_0}$ - плазменная постоянная;
 $\omega_p = \sqrt{\frac{eP}{m\epsilon_0}}$ - плазменная частота.

2.2. Возбуждение длинной линии заданным током

Уравнения длинной линии, возбуждаемой заданным током, имеют вид

$$\begin{aligned} C \frac{\partial U}{\partial t} &= - \frac{\partial (J + \tilde{J}_k)}{\partial z}; \\ L \frac{\partial J}{\partial t} &= - \frac{\partial U}{\partial z} \end{aligned} \quad (5)$$

где U, J - напряжение и ток в линии;
 L, C - параметры линии.

Переходя к комплексным амплитудам и исключая ток J из (5), получим уравнение для комплексной амплитуды волны напряжения $\tilde{U}(z)$ в линии

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} + \beta_1^2 \tilde{U} = j\beta_1 \tilde{J}_k \frac{\partial \tilde{J}_k}{\partial z} \quad \text{где} \quad (6)$$

$\beta_1 = \frac{\omega}{v_1}$ - постоянная распространения волны в "холодной" линии (без пучка);

v_1 - фазовая скорость волны в "холодной" линии;

$Z_A = \sqrt{\frac{L}{C}}$ - волновое сопротивление линии.

2.3. Дисперсионное уравнение

Совместное решение уравнений (4) и (6) определяет само-согласованное поле в линии. Ищем решение в форме бегущих волн, комплексные амплитуды которых равны:

$$\tilde{U} = U_0 e^{-i\Gamma z}; \quad \tilde{J}_A = J_0 e^{-i\Gamma z} \quad (7)$$

где Γ - постоянная распространения волны, возбужденной потоком.

Подставляя (7) в (4) и (6) получим систему алгебраических однородных уравнений для амплитуд U_0 и J_0 ;

$$\begin{aligned} [(\beta_0 \Gamma - \Gamma)^2 + \beta_p^2] J_0 &= \beta_0 \Gamma \frac{I_0}{2U_0} U_0; \\ (\Gamma^2 + \beta_A^2) U_0 &= -\beta_A \Gamma Z_A J_0, \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, задача сводится к отысканию значений Γ при которых система (8) имеет нетривиальные решения. Приравняв определитель системы (8) к нулю, получим так называемое дисперсионное уравнение для определения Γ

$$[(\beta_0 \Gamma - \Gamma)^2 + \beta_p^2] (\Gamma^2 + \beta_A^2) = \frac{I_0 Z_A}{2U_0} \beta_0 \beta_A \Gamma^2 \quad (9)$$

Обозначим множитель в правой части уравнения (9) через $\mathcal{G}$

$$\mathcal{G} = \frac{I_0 Z_A}{2U_0}$$

Параметр $\mathcal{G}$ зависит от свойств линии (Z_A), электронного пучка (I_0, U_0) и определяет, как это будет показано в дальнейшем, усиление волн. Поэтому $\mathcal{G}$ носит название "параметр усиления". В режиме усиления слабых сигналов параметр $\mathcal{G} \ll 1$.

Дисперсионное уравнение (9) справедливо для любых скоростей электронов и волн. Интерес представляют волны, имеющие скорость, близкую к скорости электронов. Поэтому полагаем, что фазовые постоянные "холодной" линии β_0 и потока β_e отличаются на малую величину

$$\beta_0 = \beta_e (1 + C\delta), \quad C\delta \ll 1. \quad (10)$$

Параметр δ , определяющий степень синхронизма волны и потока, называется параметром расстройки. Согласно (10)

$$\delta = \frac{1}{C} \left(\frac{v_0}{v_e} - 1 \right) \quad \text{где} \quad (11)$$

v_0 - фазовая скорость волны в "холодной" линии;

v_e - скорость электронного потока.

Решение дисперсионного уравнения (9) ищется методом возмущения, т.е. полагается, что постоянная распространения π волны, возбужденной потоком, отличается от электронной постоянной β_e на малую величину

$$\pi = j\beta_e (1 + jC\delta), \quad (12)$$

Неизвестную δ найдем, подставив (12) и (10) в дисперсионное уравнение (9). После несложных преобразований с учетом $C \ll 1$ получим дисперсионное уравнение для δ в виде

$$(\delta^2 + 4QC)(j\delta - \delta) = 1 \quad \text{где} \quad (13)$$

$4QC = \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$ - параметр пространственного заряда;

ω_p - плазменная частота;

ω - частота сигнала.

Дисперсионное уравнение (13) третьей степени относительно

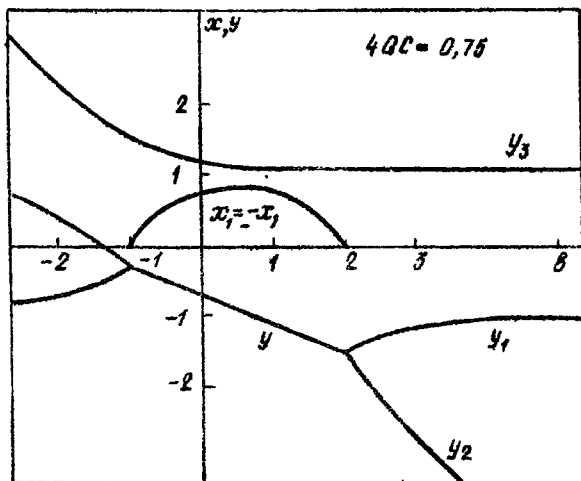


Рис. 4. Корни дисперсионного уравнения

δ , следовательно, имеет три корня, значения которых зависят от параметров " $4Q$ " и " δ ". На рис. 4 показана зависимость корней от параметра расстройки " δ ". В области малой расстройки $1 < \delta < 2$ дисперсионное уравнение имеет один мнимый и два комплексно-сопряженных корня:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= x_1 + jy \\ \delta_2 &= -x_1 + jy \\ \delta_3 &= -jy_3 \end{aligned} \quad (14)$$

2.4. Волны в ЛБВ

Трем значениям корней (14) дисперсионного уравнения соответствуют три постоянные распространения β (12):

$$\Gamma_1 = j\beta c(1 - Cy) - \beta c \delta x, ;$$

$$\Gamma_2 = j\beta c(1 - Cy) + \beta c \delta x, ; \quad (15)$$

$$\Gamma_3 = j\beta c(1 - Cy)$$

Постоянная распространения Γ характеризует изменение волны с расстоянием. Действительная часть характеризует изменение амплитуды, а мнимая часть определяет фазовую скорость волны. Каждому значению Γ соответствует волна, распространяющаяся в лямпы в прямом направлении:

$$U_1(z, t) = U_1 e^{j\omega t - \Gamma_1 z} = U_1 e^{\beta c \delta x, z} e^{j(\omega t - \beta c(1 - Cy)z)} ;$$

$$U_2(z, t) = U_2 e^{j\omega t - \Gamma_2 z} = U_2 e^{-\beta c \delta x, z} e^{j(\omega t - \beta c(1 - Cy)z)} ; \quad (16)$$

$$U_3(z, t) = U_3 e^{j\omega t - \Gamma_3 z} = U_3 e^{j(\omega t - \beta c(1 - Cy)z)}$$

Рассмотрим свойства волны $U_1(z, t)$. Амплитуда волны изменяется с координатой z по закону $e^{\beta c \delta x, z}$, где $x,$ - действительная часть корня $\mathcal{Z}$ дисперсионного уравнения (13). При $x, > 0$ амплитуда волны нарастает по z .

Из графика на рис.4 видно, что положительные значения $x,$ существуют в небольшом интервале изменения параметра расстройки δ . Этот интервал δ , определяющий допустимое расогласование скоростей потока и волны в ЛВВ, носит название полосы синхронизма. Полоса синхронизма зависит от значения параметра $4QC$ (параметра пространственного заряда). Зависимость x от расстройки при различных значениях QC показана на рис.5.

Фазовая скорость нарастающей волны $U_1(t, z)$ равна

$$v_{\varphi 1} = \frac{\omega}{\beta c(1 - Cy)} = \frac{v_0}{1 - Cy}$$

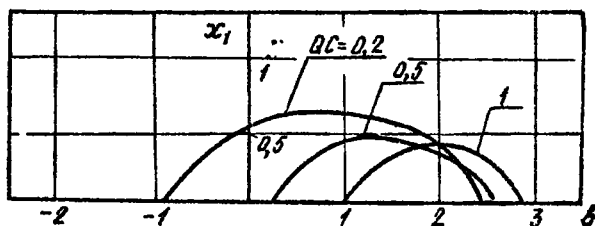


Рис.5. Зависимость параметра нарастающей волны от расстройки

Тогда так $y < 0$ (см. графики на рис.4), то

$$v_{\varphi} = \frac{v}{1 + C|y|} < v_0$$

Таким образом, фазовая скорость волны ω_1 меньше скорости электронов v_0 и зависит от параметров электронного пучка. Нетрудно показать, что фазовая скорость v_{φ_1} меньше также и скорости волн в "холодной" линии v_1 .

Распространение волны $\omega_2(z, t)$ характеризуется тем, что амплитуда ее при $x_1 > 0$ уменьшается с координатой, а фазовая скорость равна фазовой скорости волны $\omega_1(z, t)$. Амплитуда волны $\omega_2(z, t)$ не зависит от координаты z и фазовая скорость больше средней скорости электронов

$$v_{\varphi_2} = \frac{v_0}{1 - C|y_2|} > v_0$$

Таким образом, электронный поток возбуждает в линии три прямых волны. Амплитуда первой волны нарастает по z , у второй волны убывает. Третья волна распространяется с неизменной амплитудой. В силу того, что амплитуды волн ω_1 и ω_2 на выходе ЛБВ малы по сравнению с амплитудой волны $\omega_3(z, t)$, их вкладом в мощность выходного сигнала можно прене-

небольшую. В дальнейшем анализ усилительных свойств ЛБВ проводится с учетом одной нарастающей волны ω .

2.5. Обратная волна в ЛБВ.

Задавая положительные значения γ (12), мы рассмотрели решение дисперсионного уравнения (9) для прямых волн (распространяющихся в положительном направлении z). Однако при возбуждении в линии, если не приняты специальных мер, волны распространяются в двух противоположных направлениях. Можно показать, что для обратного направления распространения дисперсионное уравнение (9) имеет один корень, равный

$$\gamma_4 = -j\beta_0 \left(1 - \frac{C^2}{4}\right).$$

Волна, имеющая постоянную распространения γ_4 , распространяется навстречу электронному потоку с постоянной амплитудой и с фазовой скоростью, равной

$$v_{\varphi_4} = - \frac{v_0}{1 - \frac{C^2}{4}}$$

Обратная волна не взаимодействует с электронами, но наличие её создаёт связь выхода лампы со входом, что может привести к самовозбуждению усилителя. Это заставляет принимать меры к ослаблению обратной волны. В лампу искусственно вносят затухание (холодные потери) в виде поглощающих вставок, ферритовых колец и т.д. Введение ослабителя уменьшает коэффициент усиления, но резко повышает стабильность работы усилителя.

2.6. Коэффициент усиления ЛБВ.

Коэффициент усиления ЛБВ по мощности, в децибеллах, опреде-

ляются следующим образом:

$$\beta = 20 \lg \frac{U_{\text{вых}}(l)}{U_{\text{вх}}(0)} \quad \text{где} \quad (17)$$

$U_{\text{вх}}(0)$ - амплитуда волны на входе;

$U_{\text{вых}}(l)$ - амплитуда нарастающей волны на выходе ЛБВ;

l - длина замедляющей линии.

Амплитуда волны на выходе ЛБВ, согласно (16), равна

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}} e^{\beta_0 x_1 l} \quad (18)$$

Считая, что амплитуда входного сигнала $U_{\text{вх}}$ поровну распределяется между парциальными волнами U_i , получим.

$$U_i = \frac{U_{\text{вх}}}{3} \quad (19)$$

Используя условие синхронизма, можно записать

$$\beta_0 \approx \frac{\omega}{v_1} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \quad (20)$$

где λ_1 - замедленная длина волны.

Для коэффициента усиления β (17), подставляя (18-20), получим.

$$\beta = -254 + 54.6 x_1 l N \quad \text{где} \quad (21)$$

$N = \frac{l}{\lambda_1}$ - число замедленных длин волн, укладывающихся на длине l ;

l - параметр усиления;

x_1 - параметр нарастающей волны.

Формула (21) получена на основе приближенной теории ЛБВ и не учитывает целый ряд факторов, влияющих на усиление, например потери в замедляющей линии, отражения сигнала на входе и выходе ЛБВ и т.д. Всё же она позволяет дать оценку коэффициента усиления,

провести упрощенный расчет частотной характеристики и полосы синхронизма ЛБВ.

3 Частотная характеристика ЛБВ

Частотной характеристикой называется зависимость коэффициента усиления ЛБВ от частоты сигнала при постоянных питающих напряжениях и постоянной мощности сигнала на входе.

Формула для коэффициента усиления (21) страдает влиянием двух факторов на частотную характеристику. От частоты сигнала зависят электрическая длина линии N и параметр усиления G

$$G = -2,54 + 54,6 \cdot x, \quad G(f) N(f). \quad (22)$$

Рассмотрим зависимость коэффициента усиления от частоты для ЛБВ, в которой в качестве замедляющей линии используется спираль.

Электрическая длина спиральной линии равна

$$N = \frac{l}{\lambda_s} \quad \text{где} \quad (23)$$

l - длина спирали (по оси);

λ_s - замедленная длина волны,

$$\lambda_s = \frac{\lambda_0}{\kappa} = \frac{c}{\kappa f} \quad \text{где} \quad (24)$$

κ - коэффициент замедления спирали;

f - частота сигнала;

c - скорость света.

Коэффициент замедления показывает, во сколько раз фазовая

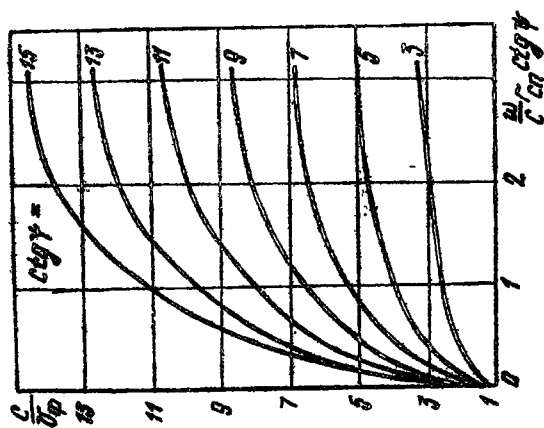


Рис. 6. Зависимость коэффициента за-
медления спирали от частоты
(γ — угол наклона витка опи-
сали к основанию)

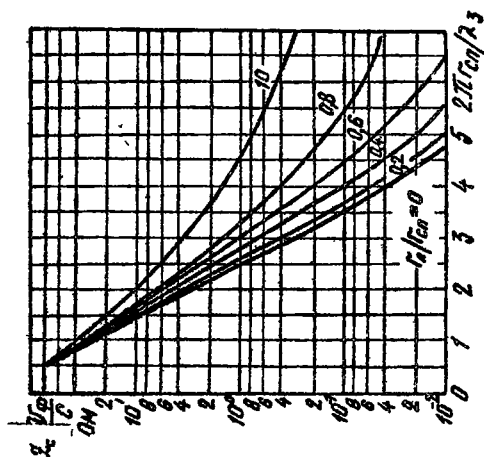


Рис. 7. Зависимость сопротивления
спирали от частоты

скорость волны в спирали меньше скорости волны в свободном пространстве

$$\kappa = \frac{c}{v_p}$$

В широкой полосе частот коэффициент замедления спирали не зависит от частоты и определяется как отношение длины витка спирали к ее шагу [1]

$$\kappa = \frac{2\pi z_c}{h}, \quad \text{где} \quad (25)$$

z_c - радиус спирали.

На низких частотах коэффициент замедления падает из-за дисперсии спирали (рис.6).

Электрическую длину спирали (23) с учетом (24) и (25) запишем в удобном для расчета виде

$$N = \frac{2\pi}{c} \frac{c \cdot z_c}{h} \cdot f \quad (26)$$

Рассмотрим зависимость от частоты параметра усиления G . Эта зависимость определяется частотной характеристикой сопротивления связи спирали Z_c определяющего параметр G :

$$G = \left(\frac{I_e Z_c}{4U_0} \right)^{1/2} \quad (27)$$

Сопротивление связи Z_c характеризует степень взаимодействия волны с электронным пучком, и определяется как отношение продольной составляющей поля E_z к потоку мощности P волны вдоль оси спирали.

$$Z_c = \frac{|E_z|^2}{2\beta_1 P}$$

Сопротивление связи спирали зависит от частоты. Эта зависимость обусловлена тем, что поле в спирали носит характер поверхностной волны. Энергия поверхностной волны локализуется вблизи

структуры. Амплитуда поля убывает по экспоненциальному закону при удалении от поверхности структуры. Анализ показывает, что чем выше частота сигнала, тем ближе к поверхности локализуется поле. Таким образом, в спиральной линии с ростом частоты сигнала ослабляется электрическое поле вблизи оси спирали, где волна взаимодействует с электронами, и следовательно, сопротивление связи уменьшается (рис.7).

В большинстве практических случаев можно пользоваться для расчета сопротивления связи спирали приближенной формулой [1]

$$Z_0 = 18,8 K \left(\frac{\lambda_j}{2\pi v_0} \right)^2 \text{ Ом. где} \quad (28)$$

K - коэффициент замедления;

λ_j - замедленная длина волны.

Из (28) видно, что сопротивление спирали уменьшается с частотой по закону f^{-2} а значит, параметр усиления G (27) зависит от частоты, как $f^{-1/2}$. Так как электрическая длина пропорциональна частоте f , то для коэффициента усиления (22) с учетом (26) и (28) зависимость от частоты имеет вид

$$G \sim N \cdot f \sim f^{1/2}$$

Проведенный выше анализ частотной характеристики дает монотонное возрастание коэффициента усиления ЛБВ с частотой.

Как уже отмечалось, формула (20) не учитывает влияние многих факторов на частотные свойства ЛБВ. В большинстве случаев диапазон работы ЛБВ зависит от полосы согласования устройств ввода и вывода сигнала со спиральной линией. Конструирование широкополосного перехода от стандартной линии (вдоль оси, коаксиал) на спиральную - одна из важных и трудных задач в разработке широкополосного усилителя ЛБВ.

4. Нелинейные свойства ЛБВ

С повышением мощности входного сигнала выше определенного уровня начинают проявляться нелинейные свойства электронного пучка. При больших амплитудах поля сгруппированный конвек-

ционный ток перестает быть гармоническим, приобретает более сложную зависимость от времени и координаты. В овертоне тока появляются комбинационные составляющие. Амплитуда основной гармоники уменьшается с ростом амплитуды внешнего поля, что приводит к уменьшению коэффициента усиления.

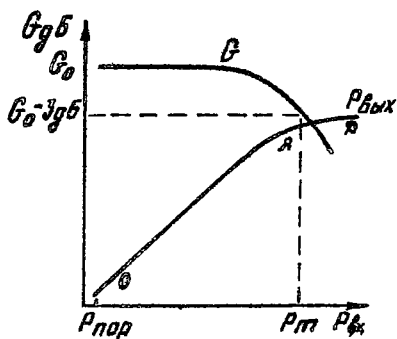


Рис.8. Амплитудные характеристики ЛБВ

На рис.8 приведены типичные зависимости мощности на выходе ЛБВ $P_{вых}$ и коэффициента усиления ЛБВ G от мощности сигнала на входе. Участок OA амплитудной характеристики, на котором приращение выходной мощности пропорционально входной, соответствует линейному режиму работы. В этом режиме коэффициент усиления не зависит от мощности сигнала на входе. Граничные значения входной мощности на линейном участке характеристики P_m и $P_{пор}$ определяют динамический диапазон усилителя

$$L = 10 \lg \frac{P_m}{P_{пор}}$$

Граница динамического диапазона со стороны больших сигналов P_m определяется по уменьшению коэффициента усиления на 3 дБ от среднего значения (см.рис.8). Мощность $P_{пор}$ определяет пороговую чувствительность усилителя, т.е. наименьшую мощность, которая может быть зарегистрирована, и величина ее зависит от уровня шумов ЛБВ. Участок AB амплитудной характеристики соответствует нелинейному режиму усиления, при котором выходная мощность растет медленнее входной. Нелинейный режим работы используется в усилительных ЛБВ большой мощности, в ЛБВ, предназначенных для умножения частоты сигнала, и т.д.

Современная нелинейная теория ЛБВ достаточно сложна. Она основана на использовании дискретных моделей электронного пучка (модели крупных частиц [3]). Интегрирование уравнений с помощью ЭВМ позволяет найти положение частиц в каждый момент времени; определить гармоники тока и решить задачу с возбужден и поля спирали. Нелинейная теория дала возможность определить зависимость усиления от мощности входного сигнала, рассчитать коэффициент полезного действия, найти изменения фазы волны на выходе.

Л и т е р а т у р а

1. Гайдук В.К., Платов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ.-М.; Сов.радио , 1971,с.353-379.
2. Пирс Дж. Лампа с бегущей волной.-М.; Сов.радио 1952,с.228.
3. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Нелинейная теория ЛБВ.-М.; Сов.радио 1964 с162.
4. Электронные приборы сверхвысоких частот/ Под ред. В.Н.Шевчика и М.А. Григорьева. Изд-во Саратов. ун-та, 1980,с.79-108.
5. Специальный физический практикум/ Под ред. А.А.Харламова. Изд-во МГУ, 1977,с.41-62.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЛБВ

Задача № 1. Определение полосы усиления и динамического диапазона усилителя ЛБВ.

Задание

1. Снять зависимость коэффициента усиления ЛБВ от частоты сигнала. Определить полосу усиления ЛБВ.
2. Снять зависимость коэффициента усиления ЛБВ от мощности входного сигнала. Определить динамический диапазон ЛБВ.
3. Изучить устройство прибора ХИ-29 (панорамный измеритель КСВ) и порядок работы с ним.

**Методические рекомендации
к работе**

Исследовать в работе ЛБВ УВ-12 относительно к классу усилителей слабого сигнала. В ней используется спиральная замедляющая линия. (радиус $r_c = 1 \text{ мм}$, шаг $h = 0,1 \text{ мм}$, длина $l = 20 \text{ см}$)

Характеристики ЛБВ снимаются с помощью панорамного измерителя КСВ типа ХИ-29. Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис.9. Методика измерения коэффициента усиления с помощью прибора ХИ-29 дана в описании к прибору.

**I. Снятие частотной
характеристики**

Зависимость коэффициента усиления от частоты сигнала снимается в линейном режиме усиления при постоянных напря-

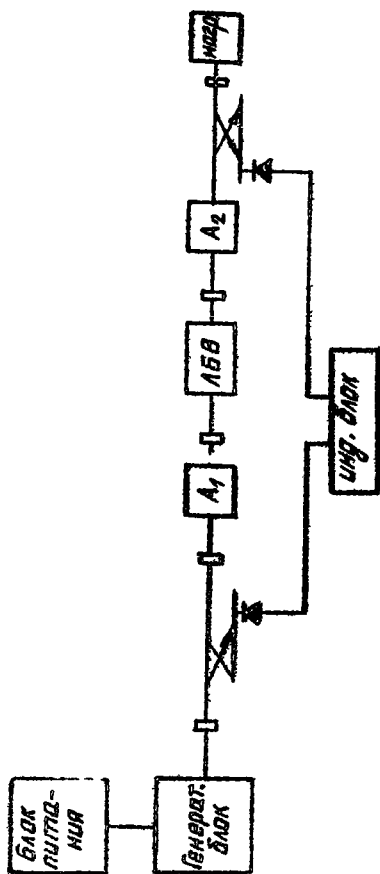


Рис. 9. Схема установки для измерения характеристик ЛБВ

жания на электродах ЛБВ и постоянной мощности входного сигнала. Рекомендуется снимать частотную характеристику при мощности входного сигнала порядка $10^{-6} + 10^{-7}$ Вт. Мощность сигнала на выходе прибора XI-29 равна 10^{-3} Вт. Регулировка мощности, поступающей на вход ЛБВ, осуществляется аттенуатором А. (см. рис. 9).

Построить график зависимости коэффициента усиления ЛБВ от частоты сигнала. Определить полосу усиления ЛБВ в процентах. Определить, какие факторы ограничивают частотный диапазон работы ЛБВ. Объяснить расхождение экспериментальной и теоретической зависимости коэффициента усиления ЛБВ от частоты сигнала.

2. Снятие амплитудной характеристики

Зависимость коэффициента усиления ЛБВ от мощности входного сигнала снимается при постоянных напряжениях на электродах и на частоте сигнала, лежащей в полосе усиления ЛБВ.

Мощность входного сигнала регулируется аттенуатором (см. рис. 9). Рекомендуются пределы изменения мощности входных сигналов от 10^{-9} до 10^{-4} Вт. Измерения проводить, начиная с малых уровней мощности, увеличивая каждое последующее значение мощности в 10 раз по сравнению с предыдущим (10^{-9} 10^{-8} 10^{-7} ... 10^{-4} Вт).

При измерении коэффициента усиления при малых входных сигналах (10^{-9} + 10^{-8} Вт) следует повысить чувствительность прибора XI-29. Это можно сделать с помощью ступенчатой регулировки усиления канала прошедшей волны (потенциометр с надписью "Пределы измерения дБ"). Изменение чувствительности канала необходимо учесть при определении коэффициента усиления ЛБВ. Так, если показания аттенуаторов A_1 и A_2 равны соответственно N_1 и N_2 , а показания потенциометра "Пределы измерения дБ" равны P , то коэффициент усиления ЛБВ G равен

$$G = N_1 + N_2 - P \text{ дБ}$$

Построить графики зависимости $G(P_{\text{н}})$, определите динамический диапазон ЛБВ в децибеллах.

Контрольные вопросы

1. Какое физическое явление положено в основу работы ЛБВ?
2. Пояснить принцип работы ЛБВ, ее устройство.
3. Как зависит фазовая скорость волны в спирали от частоты?
4. Какой физический смысл имеет параметр "сопротивление связи χ " ?
5. Как зависит сопротивление χ_c от частоты сигнала?
6. Как найти полосу усиления ЛБВ?
7. Какие факторы определяют частотный диапазон работы ЛБВ?
8. Объясните зависимость коэффициента усиления ЛБВ от амплитуды входного сигнала.
9. Как найти динамический диапазон работы ЛБВ?
10. Поясните методику измерения коэффициента усиления ЛБВ, предложенную в данной работе.
11. Расскажите блок-схему панорамного измерителя КСВ XI-29 и порядок работы с ним.
12. Нарисуйте схему питания ЛБВ и поясните порядок включения питающих напряжений.

Задача № 2. Определение полос синхронизма взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны

Задание

1. Снять зависимость коэффициента усиления ЛБВ от напряжения, ускоряющего электронный поток (напряжения спирали). Определить полосу синхронизма.

2. Провести расчет зависимости коэффициента усиления ЛБВ от параметра расстройки скоростей электронного потока и волны (параметр "Δ"). Найти полосу синхронизма. Сравнить результаты расчета и эксперимента.

**Методические рекомендации
к работе**

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 9. Методика измерения коэффициента усиления с помощью прибора XI-29 дана в описании к прибору.

**1. Определение полос синхронизма
(эксперимент)**

В ЛБВ существует оптимальная расстройка между фазовой скоростью волны и скоростью электронного потока, которой соответствует максимальный коэффициент усиления. С увеличением расстройки скоростей коэффициент усиления падает. Поэтому зависимость коэффициента усиления ЛБВ от напряже-

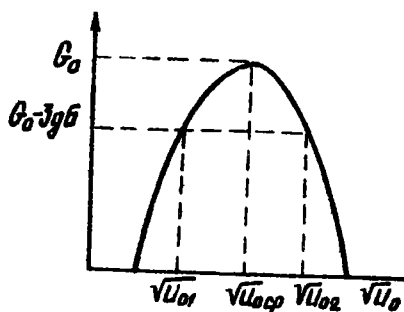


Рис.10. Определение полосы синхронизма (эксперимент)

ния, ускоряющего электронный поток, носит экстремальный характер (рис.10).

Определим полосу синхронизма взаимодействия электрона с волной как интервал скоростей электронного потока (в относительных единицах), на границах которого коэффициент усиления уменьшается на 3 дБ от максимального значения

$$S = \frac{\Delta V}{V_{cp}} = \frac{V_2 - V_1}{V_{cp}}.$$

Выразив скорость электронного потока через ускоряющий потенциал, получим (рис.10)

$$S = \frac{\sqrt{U_{02}} - \sqrt{U_{01}}}{\sqrt{U_{0cp}}}, \quad \text{где} \quad (I)$$

U_{01}, U_{02} - напряжения, соответствующие границе полосы синхронизма;

U_{0cp} - напряжение, соответствующее центру области синхронизма.

Ускоряющее напряжение U_0 в ЛБВ подается на второй анод и электрически соединенную с ним спираль.

Сняв зависимость коэффициента усиления G от напряжения U_0 построить график в координатах G , $\sqrt{U_0}$ и по формуле (1) найти полосу синхронизма S

2. Расчет полосы синхронизма

Для того, чтобы определить полосу синхронизма, необходимо провести расчет зависимости коэффициента усиления ЛБВ от параметра рассинхронизма скоростей волны и электронного потока (параметр "з")

$$z = \frac{1}{c} \left(\frac{U_0}{U_p} - 1 \right), \quad \begin{array}{l} U_0 - \text{скорость электронного потока;} \\ U_p - \text{фазовая скорость волны.} \end{array} \quad (1)$$

В формуле для коэффициента усиления подчеркнем член, зависящий от параметра "з":

$$G = -9,54 + 54,6 C N \underline{X(6)} \quad (2)$$

В формуле (2)

C - параметр усиления ЛБВ;
 N - электрическая длина спирали;
 X - действительная часть комплексного корня δ дисперсионного уравнения.

Значения $X(6)$ находятся из дисперсионного уравнения

$$(\sigma^2 + 4QC)(j\sigma - \delta) = 1 \quad (3)$$

Здесь QC - параметр пространственного заряда;

δ - параметр рассинхронизма;

σ - комплексный корень дисперсионного уравнения, $\sigma = x + jy$.

Решение дисперсионного уравнения (2) провести на машине. Параметр расинхронизма "з" изменять в пределах от -2 до +3 с шагом 0,5. Программа решения дисперсионного уравнения дана в приложении.

Для решения уравнения (3) и расчета коэффициента ускорения по формуле (2) необходимо определить параметры C , N , AC . Ниже приводится сводка формул для расчета этих параметров. Рекомендуется расчет проводить в порядке записи формул.

Формулы для расчета параметров ЛБВ

1. Коэффициент замедления спирали

$$K \approx \frac{C}{V_0} - \frac{500}{\sqrt{U_0}} \quad \text{где}$$

U_0 - ускоряющее напряжение, В.

2. Сопротивление связи спирали

$$Z_c = 13,3 K \left(\frac{\lambda_s}{2\pi r_c} \right)^2 \text{ ом} \quad \text{где}$$

K - коэффициент замедления спирали;

λ_s - замедленная длина волны;

r_c - радиус спирали.

3. Параметр усиления

$$C = \sqrt[3]{\frac{I_0 Z_c}{4 U_0}} \quad \text{где}$$

I_0 - постоянная составляющая тока спирали, А;

U_0 - ускоряющее напряжение, В;

Z_c - сопротивление связи спирали.

4. Параметр пространственного заряда

$$AC = \frac{\omega^2}{4(C\omega_c)^2} \quad \text{где}$$

ω_p - плазменная частота;
 C - параметр усиления;
 ω_s - частота сигнала.

$$\omega_p^2 = 2,71 \cdot 10^{22} \frac{I_0}{\sqrt{U_0}}, \text{ где}$$

I_0 - ток спирали, А ;

U_0 - напряжение спирали, В.

5. Электрическая длина линии

$$N = \frac{l}{\lambda_s}, \text{ где}$$

l - длина спирали;

λ_s - замедленная длина волны в спирали.

Полученная из решения дисперсионного уравнения зависимость $x(\theta)$ используется для расчета коэффициента усиления G по формуле (2).

Построив графики зависимости коэффициента усиления от параметра расстройки "з" (рис. II), определим полосу синхронизма S по формуле*.

$$S = \frac{C(b_2 - b_1)}{C v_{cp} - 1} \quad ..$$

Здесь C - параметр усиления;

b_1, b_2 - параметры расстройки на границах полосы синхронизма;

v_{cp} - параметр "з" в центре области синхронизма.

* формулу для S легко получить, используя связь скорости электронов с параметром "з". Из (I) получим $v = v_0 (1 + C \theta)$.

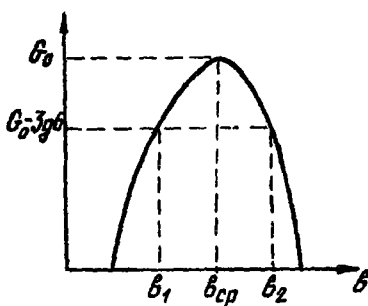


Рис. II. Определение полосы синхронизма
(расчет)

Контрольные вопросы

1. Напишите уравнения самоогласованного поля и получите дисперсионное уравнение ЛБВ.
2. Поясните физический смысл постоянной распространения волны. Запишите постоянную распространения волны в замедляющей линии без потерь:
 - а) в отсутствии электронного потока;
 - б) при взаимодействии с электронным потоком.
3. Получите формулу для коэффициента усиления волны, взаимодействующей с электронным потоком.
4. Как коэффициент усиления волны зависит от параметра рас-синхронизма " $\bar{v}$ "?
5. Как влияет пространственный заряд электронов на взаимодействие волны с электронным потоком?
6. Расскажите методику теоретического расчета полосы синхронизма взаимодействия.
7. Поясните методику экспериментального определения полосы синхронизма.

ПРОГРАММА РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ДБВ

```

"ВЫП"Е=0;1."Е"Е>3.5"ТО""НА"2;"ВЫВ""СТР",Б;В[2]=0;В[4]=0;ХО=.1;ХО
=-1;EPS=1;N=3;E1=1;N=2;N=3;B[1]=1;B[3]=4*00;A[1]=0;A[3]=0;;A[2]=-Б
;A[4]=-4*00*Б-1;Б=Б+.5;;I1=1;PI=3.141592;H.X=ХО;Y=У0;S=1;"ДЛ"И=1
"Ш"1"ДО"Н+1"ВЫП"(F[I]=A[I];Г[I]=B[I];C[I]=A[I];D[I]=B[I]);M=N;"I
A"A1;M1.U1=U;V1=V;L=1;M."НА"А2;Q1."ДЛ"И=1"Ш"1"ДО"Н-L+1"ВЫП"(F[I]
=C[I];Г[I]=D[I]);M=N-L;S=2;"НА"А1;M2."Е"V(U12+V12)<21"ТО"(L=L+1
;"НА"И);Z=U12+V12;G=-(U1*U+V1*V)/Z;W=(U1*V-V1*U)/Z;Z=V(G12+W12);
W1="E"ABS(W/Z)>1"ТО"SIGN(W/Z)"ИНА"W/Z;"E"G>0"ТО"Q=ARCSIN(W1)/L"И
НА"Q=PI/L-ARCSIN(W1)/L;Z=EXP(LN(Z)/L);G=Z*СOS(Q);W=Z*СIN(Q);T=1;
S=3;M=N;"ДЛ"И=1"Ш"1"ДО"Н+1"ВЫП"(F[I]=A[I];Г[I]=B[I]);H.X=ХО+T*G;
Y=У0+T*W;"НА"А1;M3."Е"(U12+V12)>(U12+V12)"ТО"(T=T/2;"НА"И);"Е"
T*V(G12+W12)>EPS"ТО"(ХО=X;У0=Y;S=1;"ДЛ"И=1"Ш"1"ДО"Н+1"ВЫП"(C[I]=
A[I];D[I]=B[I]);"НА"М1;K[I1]=L;DZ[I1]=X;IZ[I1]=Y;"ДЛ"J=1"J"1"ДО
"L"ВЫП"(Q=N-J+1;"НА"А3;R."ДЛ"И=1"Ш"1"ДО"Q"ВЫП"(A[I]=E[I];B[I]=Ф[
I]));"E"N-L>0"ТО"(I1=I1+1;N=N-L;"НА"Н);"ВЫВ""МАСС"DZ,"МАСС"IZ,"М
АСС"K;"НА"1;2."СТОП";A1.U=F[1];V=G[1];"ДЛ"И=2"J"1"ДО"М+1"ВЫП"(Z=
U*X-V*Y+F[I];V=U*Y+V*X+Г[I];U=Z);"E"S=1"ТО""НА"М1;"E"S=2"ТО""НА"
М2;"НА"М3;A2."ДЛ"И=1"Ш"1"ДО"М"ВЫП"(C[I]=(M-I+1)*C[I];D[I]=(M-I+1
)*D[I]);"НА"Q1;A3.E[1]=A[1];Ф[1]=B[1];"ДЛ"И=2"J"1"ДО"Q"ВЫП"(E[I]
=A[I]+E[I-1]*X-Ф[I-1]*Y;Ф[I]=B[I]+E[I-1]*Y+Ф[I-1]*X);"НА"R"ТД"А[
4]=;B[4]=;C[4];D[4];E[4];F[4];Г[4];Ф[4];K[3];DZ[3];IZ[3]"КОН"0.

```

"ПУСТ"00= "КОН"0

ЛАМПА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ (ЛОВ)

I. Устройство ЛОВ

Лампа обратной волны относится к классу приборов с длительным взаимодействием электронного потока с полем бегущей волны. Устройство генератора ЛОВ показано на рис.1. Прибор состоит из следующих основных элементов: замедляющей системы (1), вывода энергии (2), электронной пушки (3), коллектора (4), фокусирующей системы (6).

Электронный поток, создаваемый пушкой, ускоряется постоянным потенциалом U_0 , проходит область замедляющей структуры и попадает на коллектор. Электромагнитная волна, распространяющаяся по структуре, взаимодействует с электронным потоком. Это взаимодействие оказывается эффективным в том случае, если скорость электронов U_0 близка к фазовой скорости волны. Это условие носит название *условия синхронизма*. Для его выполнения в ЛОВ замедляют электромагнитную волну с помощью замедляющих систем.

В качестве замедляющих систем в ЛОВ используются так называемые неоднородные периодические структуры. Электродинамические свойства этих структур позволяют осуществить особый механизм взаимодействия электронов с волной, благодаря которому

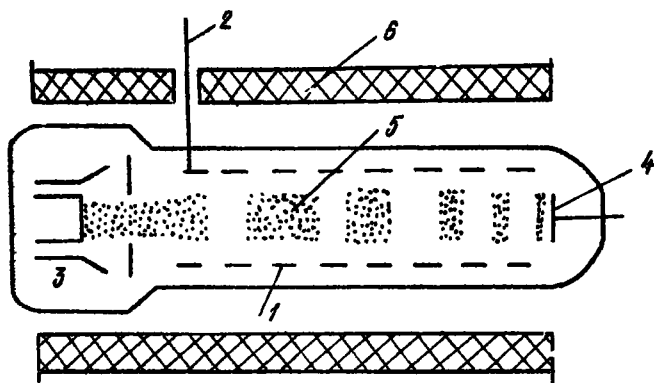


Рис.1. Устройство ЛОВ

в ЛОВ - генераторе можно получить электронную перестройку частоты в широких пределах (порядка октавы и более). Прежде чем обсудить особенности взаимодействия волны с электронами, рассмотрим некоторые общие свойства неоднородных периодических структур.

2. Свойства неоднородных замедляющих структур

2.1. Пространственные гармоники

Замедляющие структуры (ЗС)-это передающие линии с периодически меняющейся формой граничной поверхности. Принцип замедления основан на том, что при деформации граничной поверхности путь волны увеличивается, что приводит к более медленному изменению фазы волны в продольном направлении (см.рис.2).

Расстояние Λ при смещении на которое система повторяется, называется периодом структуры. Замедляющие структуры делятся на две группы - однородные, у которых период Λ меньше длины волны, и неоднородные, у которых период Λ сравним или больше длины волны. Неоднородные структуры могут быть обра-

зованы последовательностью ячеек в виде резонаторов, штырей и т.д. К числу неоднородных структур относится спиральная линия с большим шагом.

Распространение волн в неоднородных структурах имеет ряд особенностей. Электромагнитная волна в неоднородной ЗС не представляет собой простую синусоидальную волну с постоянной амплитудой, как это имеет место в случае однородной структуры.

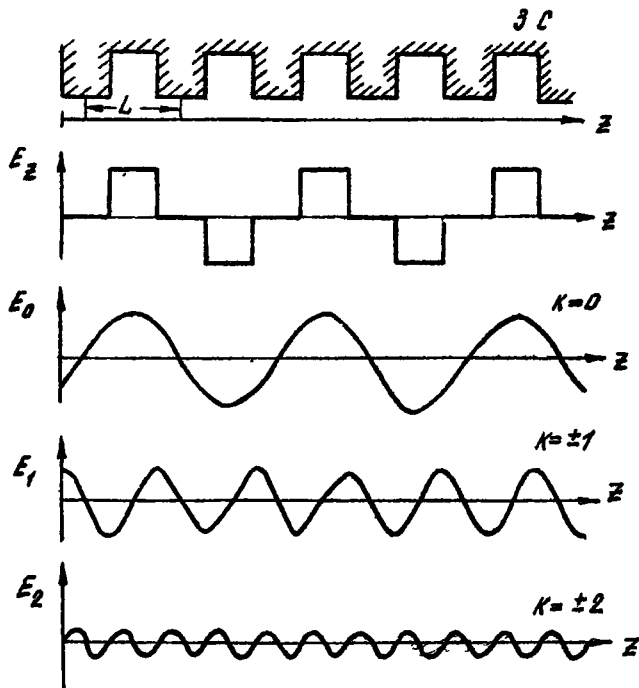


Рис.2. Разложение поля в неоднородной структуре по пространственным гармоникам

В неоднородной структуре распределение поля деформируется из-за периодического изменения граничных условий. На рис. 2 показано изменение амплитуды электрического поля вдоль структуры щелевого типа. В соответствии с требованиями граничных

условий продольная компонента поля E_z на металлических выступах равна нулю. Поэтому амплитуда поля вблизи поверхности структуры представляется в виде пространственно-периодической последовательности импульсов.

Вследствие такого периодического изменения поля его можно рассматривать как набор гармонических составляющих, полученных разложением поля в ряд Фурье по пространственному периоду L (рис. 2). Найдем эти составляющие.

Пусть в неоднородной структуре распространяется волна с частотой ω и фазовой скоростью V_{φ} .

$$E(z, t) = E(z) e^{j(\omega t - \beta_0 z)}, \quad \text{где} \quad (1)$$

$$\beta_0 = \frac{\omega}{V_{\varphi_0}} \quad - \text{ фазовая постоянная.}$$

Амплитуда поля $E(z)$ - периодическая функция по z с периодом L . Разлагая ее в ряд Фурье, получим.

$$E(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} E_k e^{-j2\pi k \frac{z}{L}} \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим разложение поля в ЭС по составляющим в виде.

$$E(z, t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} E_k e^{j(\omega t - \beta_k z)}, \quad \text{где} \quad (3)$$

$$\beta_k = \beta_0 + \frac{2\pi k}{L} \quad - \text{ фазовая постоянная.}$$

Как следует из (3), волна, распространяющаяся в неоднородной ЭС, представляет собой сумму бесконечного числа простых синусоидальных волн. Все они имеют одну и ту же частоту ω , но разные фазовые постоянные β_k , а значит, разные по величине и по знаку фазовые скорости $V_{\varphi k}$:

$$V_{\varphi k} = \frac{\omega}{\beta_k} = \frac{V_{\varphi_0}}{1 + \frac{2\pi k}{\beta_0 L}}, \quad \text{где} \quad (4)$$

$$\psi_0 = \frac{\omega L}{V_{\varphi_0}} \quad - \text{ сдвиг фазы на период.}$$

Эти компоненты сложной волны получили название п р о с т -

пространственных гармоник. Пространственная гармоника с $K=0$ называется основной. Гармоники с $K > 0$ называются положительными, т.к. их фазовые скорости совпадают по направлению с фазовой скоростью основной гармоники. Фазовые скорости гармоник с отрицательным номером ($K < 0$) направлены противоположно фазовой скорости основной гармоники. Эти гармоники носят название отрицательных гармоник.

Пространственные гармоники так же реальны, как и временные гармоники. Однако в отличие от временных пространственная гармоника самостоятельно не существует. Ее нельзя выделить из состава волны, так же как нельзя возбудить в системе одну пространственную гармонику, т.к., взятая в отдельности, она не удовлетворяет граничным условиям на поверхности структуры.

Анализатором пространственных гармоник служит электронный поток, который может приводиться в синхронизм и взаимодействовать с отдельной пространственной гармоникой, входящей в состав сложной электромагнитной волны.

2.2. Дисперсионные свойства неоднородных замедляющих структур

Дисперсионные свойства неоднородных ЗС играют очень важную роль в работе ЛОВ. Дисперсионная характеристика ЗС устанавливает зависимость фазовой скорости от частоты. Различают два вида дисперсии - нормальную, при которой фазовая скорость уменьшается с ростом частоты $\frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} < 0$, и аномальную, при которой фазовая скорость растет с частотой. $\frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} > 0$.

В системах с дисперсией распространение волны характеризуется двумя скоростями - фазовой и групповой. Групповая скорость определяет скорость и направление переноса энергии волны. Эти скорости связаны соотношением Рэлея

$$v_{гр} = \frac{v_{\phi}}{1 - \frac{\omega}{v_{\phi}} \frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega}} \quad (5)$$

Из (5) следует, что в системах с нормальной дисперсией направления фазовой и групповой скоростей совпадают. Такие вол-

ны называются п р я м ы м и Волны с противоположным направлением фазовой и групповой скорости называются о б р а т - н ы м и Из (5) видно, что для обратных волн дисперсия всегда аномальна, $\frac{\partial v_{\phi}}{\partial \omega} > 0$ Это свойство обратных волн используется в ЛОВ, где аномальная дисперсия необходима для электронной перестройки частоты.

Возвращаясь к неоднородным структурам, покажем, что в составе ее сложной волны содержатся обратные волны.

Нетрудно показать, что все пространственные гармоники волны в ЗС имеют одинаковую групповую скорость, равную групповой скорости основной гармоники. Действительно, по определению групповая скорость гармоники равна

$$v_{гpk} = \frac{1}{\frac{d\beta_k}{d\omega}} \quad (6)$$

Дифференцируя (6), согласно (3) получим

$$\frac{d\beta_k}{d\omega} = \frac{d\beta_0}{d\omega}, \quad (7)$$

где β_0 - фазовая постоянная основной гармоники.

Из (6) и (7) следует равенство

$$v_{гpk} = v_{гp0}$$

Основная гармоника в ЗС может быть как прямой, так и обратной. Ее дисперсионная характеристика определяется типом замедляющей структуры, размерами.

Если основная гармоника в ЗС является прямой волной, т.е. ее фазовая и групповая скорости имеют одинаковое направление ($v_{гp} > 0$, $v_{ф0} > 0$), то положительные гармоники ($k > 0$) также будут прямыми волнами, так как направление фазовых скоростей этих гармоник совпадает с фазовой скоростью основной гармоники. Отрицательные гармоники ($k < 0$) в этом случае будут обратными волнами, т.к. их фазовые скорости $v_{фk} < 0$, следовательно, групповая и фазовые скорости этих гармоник взаимно противоположны. И наоборот, если основная гармоника - обратная волна, то гармоники с $k > 0$ также обратные, а гармоники с $k < 0$ -

прямые.

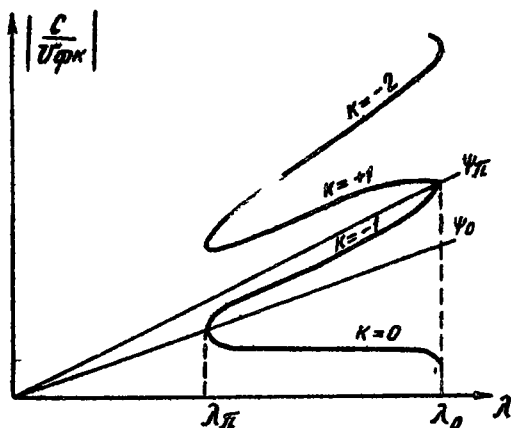


Рис.3. Типичные дисперсионные характеристики неоднородной ЗС

Таким образом, при возбуждении волны в неоднородной ЗС всегда существуют как прямые, так и обратные волны.

Обратные волны не следует смешивать с отраженными волнами, которые возникают из-за рассогласования волновых сопротивлений в тракте и распространяются в обратном направлении. Существование обратных волн в ЗС целиком связано с периодическими свойствами этих структур.

На практике дисперсионные характеристики замедляющих систем удобно представлять в координатах - коэффициент замедления $c/v_{фк}$ и λ/λ , λ - длина волны в свободном пространстве. Типичные дисперсионные характеристики неоднородной ЗС показаны на рис.3.

2.3. Сопротивление связи

В ЛОВ электронный поток взаимодействует с обратной гармоникой. Так как амплитуды гармоник убывают с номером " n ", то выбирается взаимодействие либо с основной (если она обратная), либо с первой обратной гармоникой.

Очевидно, что взаимодействие будет сильно зависеть от распределения поля гармоники в пространстве и от положения пучка в яме. Мерой эффективности взаимодействия служит параметр, получивший название сопротивления связи:

$$Z_{сх} = \frac{|E_K|^2}{2\beta_K^2 \rho}, \quad (6)$$

где E_K - продольная компонента поля, взаимодействующая с электронами;

β_K - фазовая постоянная гармоники;

ρ - поток мощности волны через поперечное сечение замедляющей системы.

Физически сопротивление связи характеризует долю электромагнитной энергии, приходящуюся на продольную составляющую поля, взаимодействующую с потоком. Строгий расчет $Z_{сх}$ основывается на решении волнового уравнения с граничными условиями, сформулированными для конкретной структуры. Такой анализ ЗС выходит за рамки данного описания, поэтому ограничимся сведениями общего характера.

В частности, известно [2], что медленные волны в ЗС относятся к классу так называемых поверхностных волн. Энергия поверхностной волны локализуется вблизи проводящей поверхности структуры, следовательно, амплитуды поля всех гармоник волны убывают при удалении от поверхности. Поэтому с приближением к структуре сопротивление связи возрастает, а мощность взаимодействия электронов с полем увеличивается.

Сопротивление связи зависит от частоты сигнала. Эта зависимость определяется типом замедляющей структуры и номером пространственной гармоники. На рис.4 показано изменение $Z_{сх}$ от частоты для основной и первой гармоник в спиральной замед-

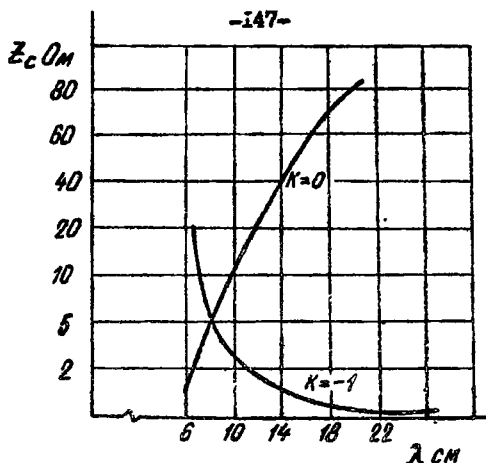


Рис. 4. Зависимость сопротивления связи ЗС от длины волны

лящей линии.

Следует также заметить, что взаимодействие электронов с одной пространственной гармоникой не означает, что усиливается только одна эта гармоника. Все пространственные гармоники волны в ЗС связаны между собой жесткими амплитудными условиями зависящими от граничных условий на поверхности. При уомлении волны структура поля не должна изменяться. Поэтому энергия электронов, отдаваемая одной гармонике, будет пропорционально распределяться между амплитудами всех других гармоник.

3. Физические процессы в ЛОВ

3.1. Взаимодействие электронного потока с полем замедляющей структуры

Для пояснения принципа работы ЛОВ предположим, что вдоль структуры в направлении от коллектора к пушке (рис. 5) движется волна со скоростью $v_{гp}$. Электронный поток движется вдоль ЗС к коллектору, навстречу волне, со скоростью v_e . Ускоряющий потенциал U_0 выбирается таким, чтобы

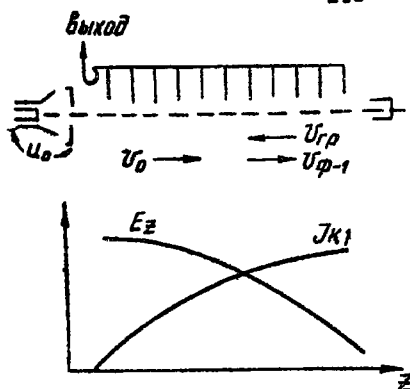


Рис. 5. Распределение амплитуд поля E_z и тока J_{K1} в ЛОВ

тормозящего поля обратной гармонии. Процесс группировки электронного потока поясняется на рис. 6, где стрелками показано направление сил, действующих на электроны со стороны поля. Действие этих сил приводит к модуляции скорости электронов по потоку. В процессе движения быстрые электроны догоняют медленные, в результате чего поток расслаивается и образуются участки сгущения и разрежения электронов.

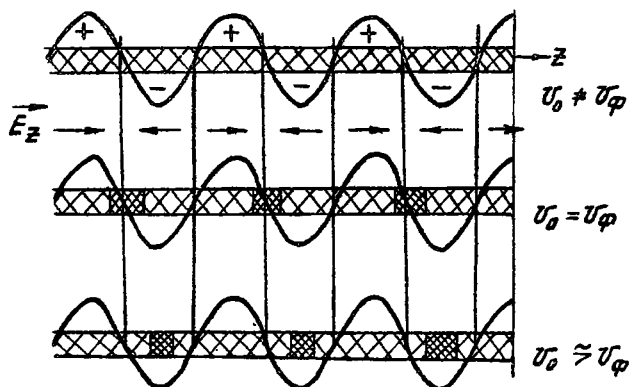


Рис. 6. Группировка электронного потока в поле бегущей волны

обеспечить синхронизм между электронным потоком и одной из обратных гармоник. Следовательно, скорость электронов и фазовая скорость обратной гармоник близки по величине и имеют одинаковое направление.

При выполнении условия синхронизма электронный поток взаимодействует с волной. В результате этого взаимодействия электроны начинают группироваться в сгустки в области

Электронные сгустки, имеющие частоту следования, равную частоте обратной гармоник, при движении наводят в ЗС волну, которая, суммируясь с исходной, приводит к усилению амплитуды обратной гармоник. Так как групповая скорость обратной волны направлена от коллектора к катоду, то амплитуда волны будет возрастать в направлении к катоду, т.е. в направлении переноса энергии волны. Электронные сгустки, наоборот, зарождаются у катода и при движении к коллектору плотность их возрастает. Следовательно, амплитуда переменной составляющей сгруппированного тока возрастает в сторону коллектора. Распределение амплитуды волны и переменной компоненты возбуждающего тока вдоль замедляющей структуры показано на рис.5.

Встречное движение потока энергии волны и тока, возбуждающего эту волну, образует в ЛОВ внутреннюю обратную связь. Эта обратная связь придает самому принципу взаимодействия электронов с обратной волной.

Механизм действия обратной связи в ЛОВ сводится к следующему. Под действием выходного сигнала у катодного конца ЗС начинается процесс образования электронных сгустков. При движении к коллектору сгруппированный поток наводит в замедляющей системе электромагнитную волну, которая, складываясь с первичной, движется в противоположном направлении. Эта усиленная волна, двигаясь к катоду, снова группирует поток и т.д. Таким образом, образуется замкнутая цепь усиления и обратной связи. Особенность обратной связи в ЛОВ состоит в том, что она имеет распределенный характер, т.е. действует по всей длине замедляющей системы. На каждом элементе длины ЗС выходная граница связана с входной через электронный поток. Таким образом, электронный поток играет в лампе обратной волны двойную роль: как источник энергии и как звено, посредством которого обеспечивается положительная обратная связь.

3.2. Самовозбуждение ЛОВ. Электронная перестройка

Наличие усиления и обратной связи может привести ЛОВ к самовозбуждению, если будут выполнены амплитудные и фазовые условия генерации.

Возникновение колебаний в ЛОВ можно представить в следующем виде. Флуктуации плотности электронного потока, которые всегда существуют в нем, возбуждают в структуре шумовые электромагнитные волны. Шумовые волны имеют широкий спектр частот ω , в силу дисперсионных свойств ЭС, распространяются в прямом и обратном направлении с разными фазовыми скоростями. Среди шумовых волн существует обратная гармоника, фазовая скорость которой на частоте ω удовлетворяет условию синхронизма с потоком электронов.

Взаимодействие электронов с этой гармоникой приводит к модуляции плотности потока, глубина которой растет по мере движения его к коллектору. Одновременно с этим возрастает и энергия, передаваемая волне. Вследствие действия механизма обратной связи амплитуда гармоники увеличивается в направлении к катоду, что приводит к более глубокой модуляции потока около катода, а это, в свою очередь, увеличивает энергию, отдаваемую электронами волне, и т.д.. В результате, если энергия, отдаваемая электронами волне, больше энергии потерь в системе, то амплитуда волны, имеющей частоту ω , будет превышать амплитуду первоначального флуктуационного сигнала и начнет нарастать.

Рассмотрим сначала фазовое условие самовозбуждения, определяющее частоту генерации ЛОВ.

Фазовое условие самовозбуждения определяет необходимые фазовые сдвиги в цепи сигнала и в цепи обратной связи, при которых обратная связь в генераторе будет положительной. При положительной обратной связи сигнал, поступающий по цепи обратной связи, и выходной сигнал синфазны, они суммируются и амплитуда волны на входе возрастает.

Математическая формулировка фазового условия самовозбуждения зависит от конкретного вида обратной связи. Обратная связь в генераторах может осуществляться через внешние цепи либо за счет отражений от выхода прибора и т.д. (рис. 7). Совершенно очевидно, что в этих случаях условие синфазности сигналов на входе требует, чтобы полный фазовый сдвиг при распространении сигнала вдоль замедляющей структуры и цепи обратной связи был равен целому числу периодов (2π). Следовательно, фазовое условие самовозбуждения можно записать в виде

$$\frac{\omega l_1}{v_1} + \frac{\omega l_2}{v_2} = 2\pi n, \quad \text{где}$$

$\frac{\omega l_1}{v_1}$ - сдвиг фазы волны на длине структуры;

$\frac{\omega l_2}{v_2}$ - сдвиг фазы волны по цепи обратной связи.

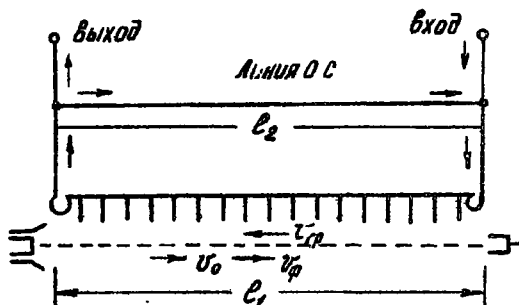


Рис.7. Генератор с внешней обратной связью

Специфика обратной связи (ОС) в ЛОВ приводит к иной формулировке фазового условия самовозбуждения.

Принцип работы ЛОВ предполагает существование в ней внутренней положительной обратной связи. Эта связь является неотъемлемой особенностью взаимодействия электронов с обратной волной. Целью обратной связи служит просмодулированный по плотности электронный поток. В отличие от предыдущего случая, где линия ОС связывает выход прибора со входом, обратная связь в ЛОВ имеет распределенный характер. Электронный пучок получает информацию об амплитуде и фазе волны не только на выходе, но и одновременно по всей длине, точно так же, как он возбуждает волну не только на входе, но и одновременно во всей замедляющей системе. Поэтому фазовое условие самовозбуждения ЛОВ можно сформулировать следующим образом. Электронный поток, двигаясь вдоль структуры, должен навести вторичную волну синфазную с первичной, в результате чего амплитуда полного поля будет нарастать. Необходимым и достаточным условием усиления волны в ЛОВ /при наличии обратной связи! / является условие синхронизма. Поэтому фазовым условием самовозбуждения ЛОВ является условие синхронизма.

Обратимся к математическому трактовке фазового условия самовозбуждения.

Определим допустимое в ЛОВ расхождение скоростей электронов и волны. Если сгусток зарождается в области фазы, где поле равно нулю, то при движении вдоль структуры со скоростью $v_0 \geq v_{фк}$ он не сможет обогнать волну на расстояние, равное половине длины волны / рис.8/. При этом он будет всё время находиться в тормозящем поле волны.



Рис.8. К выводу фазового условия возбуждения

Очевидно, генерация возможна также и в случае, если сгусток обгонит волну на нечётное число полуволн. Поэтому фазовое условие генерации ЛОВ можно записать в виде

$$\frac{\omega l}{v_{фк}} - \frac{\omega l}{v_0} = (2n+1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad \text{где} \quad (7)$$

$\omega l / v_{фк}$ - набег фазы волны на длине структуры;

$\omega l / v_0$ - угол пролёта электронного сгустка.

Индекс "n" носит название номера колебаний. Таким образом, ЛОВ имеет несколько зон генерации. Нулевой зоне $n = 0$, соответствует наименьшее ускоряющее напряжение и наибольшая выходная мощность. Для $n = 0$ условие (7) запишется

$$\frac{l}{v_0} = \frac{l}{v_{фк}} - \frac{\lambda}{2c} \quad \text{где}$$

λ - длина волны;

c - скорость света.

При достаточно длинной замедляющей системе $l \gg \lambda$ / режим

работы ЛОВ близок к точному синхронизму и фазовое условие самовозбуждения имеет вид

$$v_0 \approx v_{фк}(\omega).$$

(8)

Уравнение (8) определяет частоту генерации ЛОВ. Согласно (8) генерация возникает на частоте, для которой фазовая скорость гармоники $v_{фк}$ равна скорости электронного потока. Следовательно, частота колебаний ЛОВ зависит от ускоряющего напряжения, определяющего скорость электронов v_0 , т.е. ЛОВ обладает свойством электронной перестройки частоты.

Принцип электронной перестройки поясняется на рис.9, где приведено графическое решение уравнения (8). Частота колебаний ЛОВ определяется пересечением дисперсионной кривой (1) с прямой (2), положение которой на графике зависит от скорости электронов v_0 .

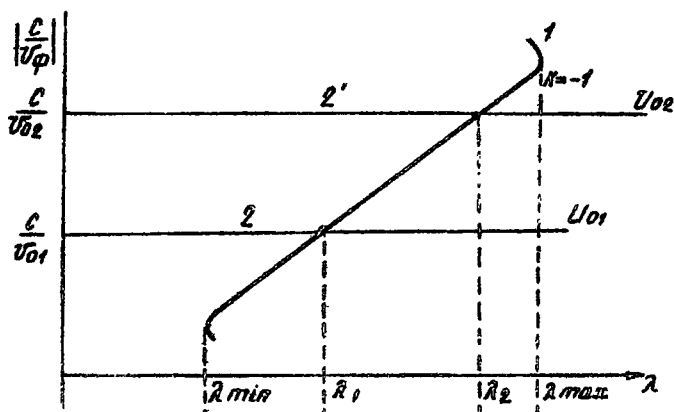


Рис.9. Определение частоты генерации ЛОВ

При изменении ускоряющего потенциала U_0 скорость электронов изменяется и условие синхронизма выполняется для другой фазовой скорости, которой соответствует другая частота, определяемая дисперсионной зависимостью используемой гармоники. Крутизна и знак электронной перестройки зависят от вида дисперсионной характеристики. При аксиальной дисперсии гармоник, как видно из графика, частота растет с ростом напряжения.

ЛОВ характеризуется большим диапазоном электрической перестройки. Ширина его может превышать октаву - интервал между частотами f_1 и f_2 , отношение которых равно двум. Это свойство составляет главное преимущество ЛОВ перед другими типами СВЧ генераторов и обеспечивает широкое применение её в современной радиоаппаратуре. Как генератор качающейся частоты ЛОВ используется в широкодиапазонных автоматических измерительных устройствах, системах поиска и обнаружения радиосигналов и т.д.

3.3. Анализ стартовых условий.

Амплитудное условие генерации требует, чтобы мощность, отдаваемая электронным потоком поля, была достаточна для покрытия потерь в системе. Кинетическая мощность электронного потока равна произведению постоянной составляющей тока пучка на ускоряющий потенциал $I_o U_o$. Наименьшее значение тока, при котором происходит самовозбуждение ЛОВ, называется пусковым /стартовым/ током $I_{пз}$.

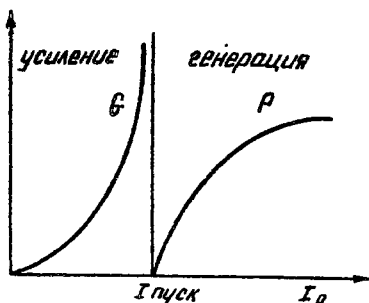


Рис.10. Режимы работы ЛОВ

При малом токе пучка $I_o < I_{пз}$ ЛОВ работает в режиме усиления сигналов. Усиление в ЛОВ регенерировано внутренней положительной обратной связью. Следовательно, при приближении тока пучка к пусковому коэффициент усиления неограниченно возрастает. На рис.10 показана качественная зависимость коэффициента усиления и выходной мощности ЛОВ от тока пучка.

Линейная теория ЛОВ [2] позволяет провести расчёт коэффициента усиления и определить пусковой ток. Анализ показывает, что

пусковой ток возрастает с увеличением номера зоны. Для колебаний нулевой зоны при малом пространственном заряде пусковой ток определяется соотношением

$$I_n = \frac{0.124 U_0}{Z_c N^2} \quad \text{где} \quad / 9 /$$

U_0 - ускоряющее напряжение;

Z_c - сопротивление связи ЗС;

$N = c/\lambda_s$ - электрическая длина ЗС;

λ_s - длина замедленной волны.

Из /9/ следует, что пусковой ток резко падает при увеличении электрической длины замедляющей системы и сопротивления связи.

Линейная теория в состоянии списать лишь пусковой режим генерации. Анализ процесса установления стационарной амплитуды колебания, расчёт выходной мощности и КПД могут быть даны только на основе нелинейной теории, в которой рассматриваются группировка потока и взаимодействие его с полем при больших амплитудах. Нелинейный анализ позволяет также установить причины ограничения нарастания амплитуды поля при самовозбуждении ЛОВ. Укажем некоторые из них.

В маломощных ЛОВ ограничение амплитуды связано с нелинейностью процесса группировки. Суть нелинейности группировки состоит в том, что при больших полях наступает перегруппировка потока и ступки деформируются таким образом, что амплитуда первой гармоники сгруппированного тока уменьшается с ростом амплитуды поля. Другой фактор, ограничивающий рост амплитуды поля, обусловлен действием сил пространственного заряда в потоке, которые препятствуют нарастанию плотности электронных ступок. Наконец, механизмы ограничения могут быть связаны с нарушением условия синхронизма. С ростом амплитуды поля от электронов отбирается всё большая энергия. В результате электроны теряют скорость, выбывают из синхронизма с волной и мощность взаимодействия уменьшается.

Нелинейный анализ процессов в ЛОВ весьма сложен. Нелинейные уравнения решаются численными методами на ЭВМ и результаты приводятся обычно в графическом виде [2]. На рис. 11 показана теоретическая зависимость приведённого КПД η/c как функция отношения рабочего тока к пусковому.

Параметр усиления C равен :

$$C = \frac{I_o Z_c}{4U_o}, \quad \text{где}$$

Z_c - сопротивление связи ЗС;

U_o - ускоряющий потенциал;

I_o - постоянная составляющая тока пучка.

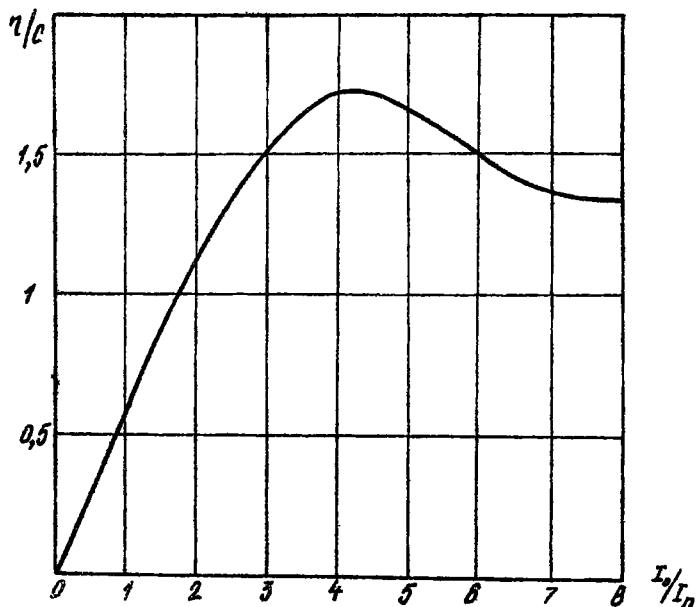


Рис. 11. Зависимость КПД от режима работы

Используя приведенный график, по известным значениям C и I_o / I_n можно найти КПД и определить полезную мощность на выходе ЛОВ.

Следует заметить, что требование высокого КПД в ЛОВ противоречит принципу ее работы. Преобразование кинетической энергии потока в энергию поля приводит к торможению электронов и нарушению синхронизма с волной. Поэтому КПД приборов типа "О", как правило, не превышает одного процента.

4. Характеристики ЛОВ

4.1. Частотная характеристика

Частотная характеристика устанавливает зависимость частоты и мощности ЛОВ от ускоряющего потенциала. На рис.12 проведена типичная кривая электронной перестройки ЛОВ типа "О"

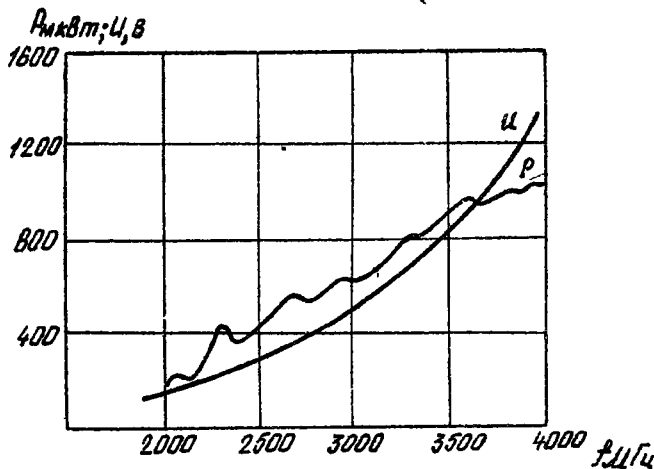


Рис.12. Типовая зависимость между ускоряющим напряжением, мощностью и частотой в ЛОВ

Как уже отмечалось, диапазон и крутизна электронной перестройки определяются дисперсионной характеристикой обратной

*) В приборах типа "О" усиление и генерация мощности связаны с преобразованием кинетической энергии электронов.

гармоники (рис.9).

Частотная характеристика ЛОВ типа "О" нелинейна, т.к. скорость электронов связана с потенциалом нелинейной зависимостью. Ширина диапазона электронной перестройки частоты численно характеризуется коэффициентом перекрытия в относительных единицах

$$\delta_n = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}$$

или в процентах от средней рабочей частоты

$$\delta_0 = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{\frac{f_{\max} + f_{\min}}{2}} \cdot 100\%$$

Зависимость выходной мощности ЛОВ от частоты показана на рис. 12. В пределах рабочего диапазона мощность монотонно возрастает вследствие изменения сопротивления связи ЗС. Имеют место также и перепады мощности, связанные с отражениями мощности от нагрузки и коллектора. Чтобы уменьшить влияние отражений на работу ЛОВ в коллекторной части ЗС помещают хорошо согласованный поглотитель. Перепады мощности в ЛОВ в пределах рабочего диапазона могут достигать 7 + 10 дБ.

4.2. Пусковая характеристика

Пусковая характеристика устанавливает зависимость пускового тока от ускоряющего потенциала

$$I_n = \frac{0.124 \cdot U_0}{Z_c N^3}$$

Если сопротивление связи Z_c слабо зависит от частоты, то пусковой ток пропорционален потенциалу U_0 .

В некоторых структурах Z_c сильно возрастает с частотой (например, в структурах гребенчатого типа). В этом случае пусковой ток может падать при увеличении потенциала U_0 .

На рис.13 показана зависимость пускового тока от ускоряющего потенциала. Изрезанность кривой связана с отражением волны

от нагрузки и поглопителя. Отражения в лампе создают дополнительную обратную связь, которая на разных частотах может быть как положительной, так и отрицательной и влиять на пусковой режим ЛОВ.

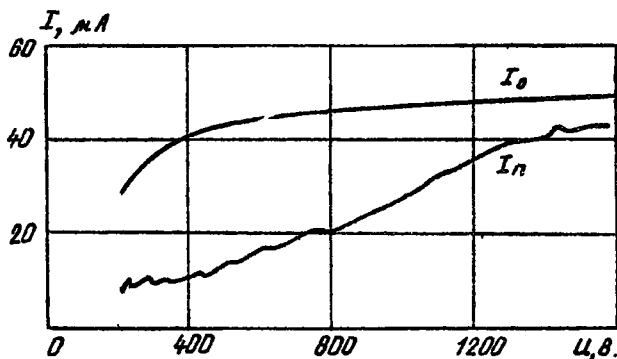


Рис.13. Зависимость пускового тока от ускоряющего потенциала

Расчеты показывают, что пусковой ток зоны первого порядка больше пускового тока нулевой зоны в 6,3 раза. Поэтому, чтобы избежать возбуждения первой зоны, необходимо выбрать рабочий ток нулевой зоны меньше пускового тока первой зоны. На практике рабочий ток нулевой зоны в 3 + 4 раза больше ее пускового тока.

Л и т е р а т у р а

1. Электрические приборы сверхвысоких частот / Под ред. В.Н. Шенчика и М.А. Григорьева. Изд-во Саратов. ун-та, 1980, с.110-140.
2. Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампа малой мощности с обратной волной.-М.: Сов.радио, 1963, с.161-179.
3. Роу Дж. Е. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот.-М.: Сов. радио, 1969, с.285-303.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Задача. Исследование режима генерации и электронной перестройки частоты ЛОВ

Задание

1. Провести расчет характеристик ЛОВ.
2. Снять зависимость мощности и частоты генерации от ускоряющего потенциала. Определить диапазон электронной перестройки и неравномерность амплитудно-частотной характеристики ЛОВ.
3. Снять и построить пусковую характеристику ЛОВ.
4. Дать оценку совпадения результатов расчета и эксперимента.

Методические рекомендации к выполнению работы

1. В работе используется серийный образец ЛОВ-генератора с замедляющей системой опирального типа.

Размеры опирали:

радиус r_c	- 1 см,
шаг h	- 0,6 см,
длина l	- 10 см.

Детально изучите конструкцию ЛОВ-генератора, представленную на макете, обратив внимание на расположение и форму электронного потока, возбуждающей спирали, конструктивное оформление вывода энергии и т.д.

2. Расчет характеристик ЛОВ-генератора

В работе предлагается провести расчет основных характеристик ЛОВ на ЭВМ, выполнив предварительно два упражнения:

Таблица I.

ТАБЛИЦА ФОРМУЛ ДЛЯ РАСЧЕТА
ХАРАКТЕРИСТИК ДОВ

Генерируемая длина волны, $\lambda_r (\mu)$	
Генерируемая частота, $f_r (\text{Гц})$	
Коэффициент замедления обратной гармоник, $K_1 (\text{Гц})$	
Сопротивление связи обратной гармоник, $Z_1 (\text{Гц})$	
Замедленная длина волны, $\lambda_s (\text{Гц})$	
Электрическая длина линии, $N (\text{Гц})$	
Пусковой ток, $I_n (\mu)$	

а. используя соотношение (4), получить формулу для расчета зависимости коэффициента замедления для первой обратной гармоники от длины волны. Коэффициент замедления для основной гармоники равен

$$K = \frac{c}{v_{\phi 0}} = \frac{2\pi z_c}{\lambda}, \quad \text{где}$$

z_c - радиус спирали;

λ - шаг спирали.

б. Из уравнения (8) получить зависимость частоты генерации от ускоряющего напряжения U_0 . Для решения уравнения использовать выражение для фазовой скорости первой обратной гармоники спирали, полученное в упражнении "а", скорость электронов v_0 выразить через ускоряющий потенциал U_0 .

Сопротивление омын для первой обратной гармоники спирали определяется следующим соотношением [2] :

$$Z_{-1} = \frac{15 \frac{2\pi z_c}{\lambda}}{(1 - \frac{2\pi z_c}{\lambda})^2}, \quad \text{где}$$

z_c - радиус спирали;

λ - длина волны.

Для составления программы расчета характеристик рекомендует ся заполнить таблицу формул для изучаемых параметров ЛОВ (табл. I).

Задать в программе расчет изменения ускоряющего потенциала в пределах от 200 до 500 В с шагом 50 В.

Провести расчет характеристик ЛОВ на ЭВМ и по полученным результатам построить следующие зависимости:

- зависимость частоты генерации от ускоряющего напряжения $f_r(U_0)$;
- зависимость коэффициента замедления первой обратной гармоники от длины волны $K_{-1}(\lambda)$;
- зависимость сопротивления омын для первой обратной гармоники от частоты $Z_{-1}(f)$;
- зависимость пускового тока от ускоряющего потенциала $I_n(U_0)$.

3. Описание экспериментальной установки

Блок-схема установки для снятия характеристик ЛОВ показана на рис.14.

Для питания ЛОВ используется источник стабилизированного напряжения типа ИПУ-1. В блоке питания имеются регулировки напряжений, подаваемых на первый анод и на замедляющую систему ЛОВ. В последуемой ЛОВ замедляющая система электрически соединена со вторым анодом и коллектором. Ток спирали

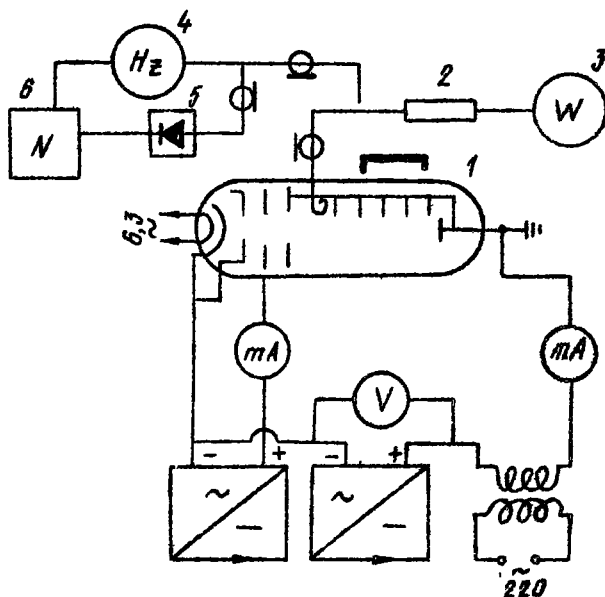


Рис.14. Схема установки для снятия характеристик ЛОВ

регулируется напряжением I-го анода.

Мощность генерации ЛОВ измеряется термисторным измерителем мощности (3) типа МЗ-1. Для расширения пределов измерения мощности на входе измерителя включен фиксированный аттенуатор (2).

Частота генерации измеряется резонансным волномером (4).

Необходимо строго соблюдать следующий порядок подачи напряжений на электроды ЛОВ.

1. Вывести на нуль напряжение I-го анода и спирали.
2. Включить накал ЛОВ (прогрев - 2 мин).
3. Подать напряжение на спираль (~ 400 В).
4. Плавное увеличение напряжения I-го анода, установить паспортное значение тока спирали.

Выключение напряжений производить в обратном порядке.

1. Вывести на нуль напряжение I-го анода.
2. Выключить напряжение спирали.

4. Снятие характеристик ЛОВ

Рекомендуется следующий порядок работы.

1. Снять зависимость мощности генерации ЛОВ от напряжения спирали. Построить график, оценить перепады мощности генерации по диапазону в децибелах.

2. Снять зависимость частоты генерации ЛОВ от напряжения на спирали. Полученные результаты изобразить графически совместно с теоретической зависимостью. Определить диапазон электронной перестройки ЛОВ в процентах. Сопоставить результаты расчета и эксперимента.

3. Снять зависимость пускового тока от напряжения на спирали.

При снятии пусковой характеристики используется более чувствительный индикатор мощности - детектор (5) и микроамперметр. Измерения проводятся в следующем порядке:

- вывести на нуль напряжение I-го анода;
- установить одно из заданных значений напряжения спирали;
- плавно увеличивая напряжение на I-м аноде, зафиксировать

величину порогового тока опирали, соответствующую началу самовозбуждения колебаний. Начало генерации в ЛОВ отмечается по появлению тона детектора.

Построить пусковую характеристику на одном графике с теоретической зависимостью. Дать оценку совпадения результатов расчета и эксперимента.

При снятии характеристик ЛОВ напряжения опирали изменять в пределах от 200 до 500 В с шагом 50 В. Ток опирали не должен превышать 50 мА.

Контрольные вопросы

1. Раскажите принцип работы и устройство ЛОВ.
2. Поясните, почему в неоднородной замедляющей структуре существуют пространственные гармоники.
3. Что такое дисперсия замедляющей структуры (ЗС)? Какие виды дисперсии существуют? Нарисуйте дисперсионный график первой обратной гармоники.
4. Как происходит самовозбуждение колебаний в ЛОВ? В чем особенность обратной связи в ЛОВ?
5. Укажите причины, приводящие к ограничению колебаний ЛОВ.
6. Почему возможна электронная перестройка частоты колебаний, генерируемых ЛОВ, и какова роль дисперсионной характеристики замедляющей структуры?
7. Чем ограничен диапазон электронной перестройки частоты ЛОВ?
8. Поясните физический смысл параметра "сопротивления связи χ ". Как зависит сопротивление связи от частоты?
9. Почему существует пусковой ток ЛОВ?
10. Поясните зависимость пускового тока ЛОВ от укоряющего напряжения.
11. В каких радиотехнических системах целесообразно применение ЛОВ-генераторов?
12. Нарисуйте схему включения источников питания ЛОВ.

17. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

(М-тип взаимодействия)

МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЙ МАГНЕТРОН

I. Устройство магнетрона

Многорезонаторный магнетрон является генератором электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона мощностью от нескольких до 10^7 и более ватт. Особенностью магнетронного генератора является присущий ему высокий коэффициент полезного действия, достигающий 70%. Режим работы мощных магнетронов — импульсный с высокой скважностью; магнетроны средней и малой мощности могут работать в непрерывном режиме.

Магнетрон состоит из цилиндрического анода, коаксиально с которым расположен цилиндрический скрининг подогревной катод. Анод магнетрона является одновременно колебательной системой генератора. Она состоит из большого числа (примерно от 8 до 38) связанных резонаторов, представляющих в одном из вариантов систему отверстий и щелей, соединяющих створчатия с пространством между катодом и анодом (резонатор типа щель-отверстие) (рис. I).

Пространство между катодом и анодом называется пространством взаимодействия. Здесь происходит взаимодействие электронного потока с полем СВЧ-резонатора, в результате которого электроны, накопившие энергию в постоянном (или импульсном) электрическом поле, передают ее высокочастотному полю.

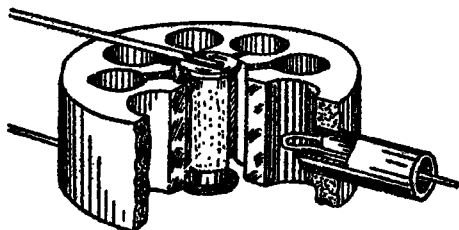


Рис. I. Устройство магнетрона

Выход высокочастотной энергии осуществляется с помощью петли связи, помещенной в один из резонаторов, которая переходит в коаксиальную линию и прямоугольный волновод.

Иногда колебательная система с помощью еще одной петли связи нагружается на внешний резонатор, с помощью которого, если он обладает высокой добротностью, можно увеличить стабильность генерируемой частоты, а также осуществлять перестройку в небольшом интервале частот. Магнетрон, используемый в работе, имеет такой дополнительный выход.

2. Собственные колебания резонаторной системы магнетрона

Частота генерируемых колебаний всегда определяется в основном собственной частотой колебательной системы генератора. Поэтому одной из важнейших задач является нахождение собственных частот "холодной" резонаторной системы магнетрона, т.е. резонатора в отсутствии электронного потока.

Будем рассматривать весь анодный блок как оловный кольцевой полый резонатор, состоящий из N одинаковых связанных резонаторов. Резонаторы связаны по электрическому полю через пространство взаимодействия и по магнитному потоку через концевые пространства

анодного блока. Эквивалентная схема резонансной системы магнетрона показана на рис.2.

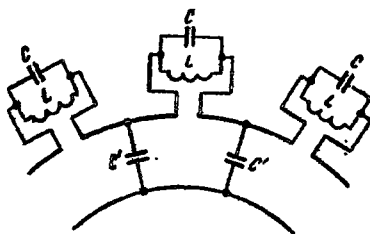


Рис.2. Эквивалентная схема резонатора магнетрона

Известно, что система из N связанных резонаторов имеет также N собственных частот ω_n и соответственно N видов колебаний. Каждый вид колебаний характеризуется определенным фазовым сдвигом колебаний в соседних резонаторах φ_n . Условие замкнутости цепочки резонаторов требует, чтобы полный сдвиг фаз $N\varphi_n$ при обходе цепочки был бы кратен 2π :

$$N\varphi_n = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

Следовательно, равноотстоящие фазы колебаний φ_n , которая зависит от параметров резонаторов, степени их связи и частоты колебаний, может принимать дискретные значения, определяемые равенством

$$\varphi_n(\omega_n) = \frac{2\pi n}{N} \quad (2)$$

Соотношение (2) определяет спектр собственных частот ω_n резонансной системы. Индекс n называется номером вида колебаний.

Нетрудно видеть, что, начиная со значения $n = N$, дальнейшее увеличение n не дает новых видов колебаний. В многорезонаторных магнетронах, как мы увидим ниже, число резонаторов N

всегда четное. На рис.3 показан вид спектра резонансных частот восьмirezонаторного анодного блока.

Каждому виду колебаний резонансной системы соответствует определенное распределение поля в пространстве взаимодействия.

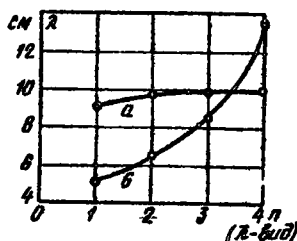


Рис.3. Спектр резонансных частот восьмirezонаторного анодного блока: а - резонансная система без связей; б - резонансная система со связями

Выводы для колебаний с номерами n известны от соответствующих φ_n

При $n=0$ колебания во всех резонаторах происходят синфазно (синфазный вид). При $n=\frac{N}{2}$ соседние резонаторы колеблются в противофазе, т.е. $\varphi_n = \pi$. Этот вид колебаний получил название π -вида и по ряду причин он выбирается в качестве рабочего вида. На рис.4 приведено распределение поля для двух видов колебаний ($n=2, n=4$) в восьмirezонаторном анодном блоке.

Легко показать, что фазовые сдвиги для колебаний с номерами $n > N/2$ отличаются только для $n < N/2$, т.е.

$$\varphi_{N-i} = -\varphi_i, \quad i = 1, 2, \dots, \left(\frac{N}{2}-1\right)$$

Для примера приведем таблицу фазового сдвига φ_n для различных типов колебаний в восьмirezонаторном анодном блоке.

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
φ_n	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3}{4}\pi$	π	$-\frac{3}{4}\pi$	$-\frac{\pi}{2}$	$-\frac{\pi}{4}$	2π

Виды колебаний, имеющие одинаковые абсолютные значения, но разные знаки φ_n , соответствуют волнам с одинаковой структурой поля и фазовыми скоростями, но вращающимися в противоположных нап-

ряжениях. Так как в отсутствии электронного потока оба направления равноправны, то и собственные частоты этих видов колебаний будут одинаковы:

$$\omega_n = \omega_{-n}$$

Такие виды колебаний называются вырожденными. В анодном блоке все виды колебаний, кроме видов $n=0$ и $n=\frac{N}{2}$, являются дважды вырожденными. Таким образом, у N -резонаторного симметричного блока существует N видов колебаний и $\frac{N}{2}+1$ соб-

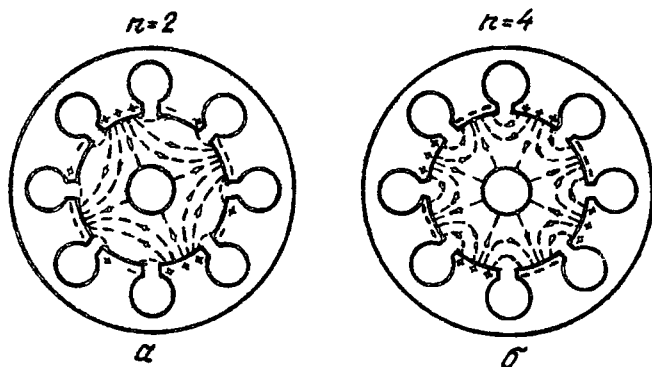


Рис.4. Распределение поля в пространстве взаимодействия

ственных частот. Индекс n принимает следующие значения:

$$n = 0, \pm 1, \pm \left(\frac{N}{2} - 1 \right), \frac{N}{2}$$

Обычно стараются не использовать вырожденные виды колебаний, т.к. различные неоднородности в анодном блоке, такие как технологические нарушения симметрии, наличие петель оязы, нарушают равенство частот. И поскольку все же частоты остаются близкими, то при работе магнетрона на вырожденных видах колебаний возможны перескоки частот, что снижает стабильность частоты магнетрона.

Кроме того, вырожденные виды колебаний с большими номерами

$n = \pm (\frac{N}{2} - 1)$ имеют собственные частоты, близкие к собственной частоте $\mathcal{X}$ -вида. Поэтому в магнетронах, работающих на $\mathcal{X}$ -виде, обычно принимают меры к разделению частот $\mathcal{X}$ -вида и соседних видов. Существуют два способа разделения частот видов колебаний:

- 1) применение связей в анодном блоке с одинаковыми резонаторами;
- 2) использование разнорезонаторного анодного блока.

Связки представляют собой проволочные или ленточные кольца, соединяющие через один сегменты анодного блока (рис.5). Связки изменяют (понижают за счет дополнительной емкости, вносимой ими) частоту $\mathcal{X}$ -вида, поскольку они соединяют сегменты с одинаковыми высокочастотными потенциалами. На других видах колебаний связ-

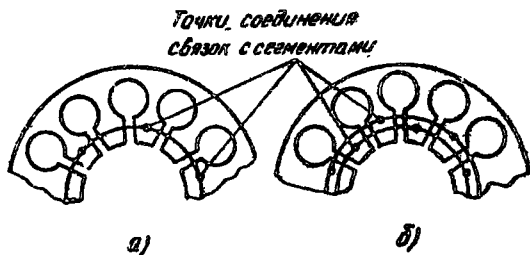


Рис.5. Резонансная система со связками:

- а - одинарные связки;
- б - двойные связки

ки оказываются подключенными к сегментам с разным высокочастотным напряжением. В этом случае по связкам протекают уравнительные токи, приводящие к возникновению индуктивности связей, подключаемой параллельно эквивалентному резонансному контуру. Собственные частоты вырожденных видов колебаний увеличиваются

Устройство разнорезонаторного анодного блока показано на рис.6. Резонаторы имеют неодинаковые размеры и, чередуясь через оди, образуют две группы с резко различающимися собственными частотами. Все частоты связи также оказываются сильно разнесенными. В магнетроне, который изучается в работе, используется разнорезонаторный анодный блок. Спектр собственных частот разнорезонаторной системы показан на рис.7.



Рис.6. Разнорезонаторные системы анодных блоков:
 а' - лопаточные резонаторы;
 б - резонаторы типа щель-отверстие

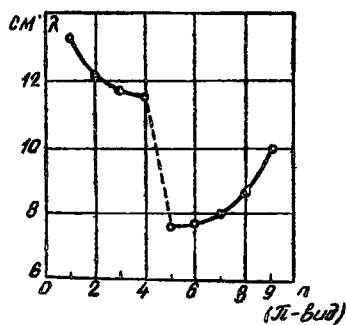


Рис.7 Спектр частот разнорезонаторной системы

3. Структура высокочастотного поля в пространстве взаимодействия

Структура высокочастотного поля в фиксированный момент времени для колебаний N -вида ($N/2$) и $N/4$ -вида показана на рис. 4. В каждой точке пространства вектор электрического поля E может быть разложен на тангенциальную E_θ и радиальную E_z составляющие. Период изменения поля по углу θ определяется номером вида колебаний N и равен $\frac{2\pi}{N}$.

Высокочастотное поле в пространстве взаимодействия можно представить в виде волны, вращающейся вдоль анодного блока с угловой скоростью

$$\Omega_N = \frac{2\pi}{T_N} = \frac{\omega_N}{N} \quad \text{где} \quad (3)$$

T_N — период высокочастотного напряжения.

Таким образом, компоненты СВЧ поля в пространстве взаимодействия изменяются во времени и пространстве по закону

$$E_N(t, z, \theta) = E_N(z, \theta) e^{j(\omega_N t - N\theta)} \quad (4)$$

Вследствие периодического изменения граничных условий на

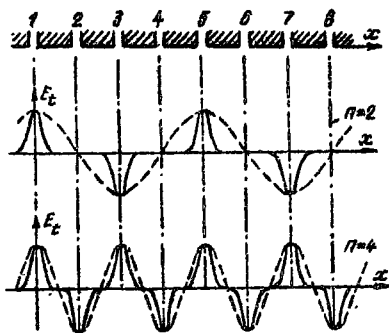


Рис. 8. Распределение поля в анодном блоке магнетрона

поверхности анодного блока амплитуда поля $E_n(z, \theta)$ является также сложной периодической функцией координаты θ .

$$E_n(z, \theta) = E_n(z, \theta + \frac{2\pi}{N}), \text{ где}$$

$\frac{2\pi}{N}$ - период резонансной системы.

На рис. 8 показано распределение амплитуды тангенциального поля E_n на поверхности развернутого восьмирезонаторного блока. Периодическую функцию разложим в ряд Фурье по периоду $\frac{2\pi}{N}$:

$$E_n(z, \theta) = \sum_p A_{np}(z) e^{-j \frac{2\pi}{N} p \theta} \quad (5)$$

$$p = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Подставляя разложение амплитуды (5) в (4), получим

$$E_n(t, z, \theta) = \sum_p A_{np}(z) e^{j[\omega_n t - (n+pN)\theta]}$$

$$p = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Таким образом, для каждого вида колебаний n поле в пространстве взаимодействия представляет собой бесконечную сумму простых гармонических волн, имеющих одну и ту же частоту ω_n , но разные по величине и направлению фазовые скорости. Эти компоненты сложной волны называются пространственными гармониками (p - номер пространственной гармоники).

Найдем угловую фазовую скорость u_{np} p -гармоники для n -го типа колебаний. Фаза колебаний гармоники равна

$$\varphi_{np} = \omega_n t - (n+pN)\theta, \quad (6)$$

а изменение фазы со временем определяется равенством

$$d\varphi_{np} = \omega_n dt - (n+pN)d\theta. \quad (7)$$

Если наблюдатель движется вместе с гармоникой, то для него $d\varphi_{n,p} = 0$. Таким образом, угловая фазовая скорость определяется из (7) равенством

$$\Omega_{n,p} = \frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega_n}{n + pN} \quad (8)$$

С угловой фазовой скоростью связана линейная фазовая скорость

$$(v_\varphi)_{n,p} = v \Omega_{n,p} = \frac{\omega_n \cdot z}{n + pN} \quad (9)$$

Заметим, что у каждого вида колебаний имеется свой собственный набор пространственных гармоник с определенным распределением амплитуд $A_{n,p}$; поровня эти пространственные гармоники существовать не могут, т.к. в отдельности взятые не удовлетворяют граничным условиям на поверхности анодного блока.

В магнетроне, как мы увидим дальше, электронный поток взаимодействует либо с основной $p = 0$, либо с первыми гармониками $p = \pm 1$.

Амплитуды $A_{n,p}$ более высоких гармоник быстро уменьшаются с ростом номера гармоники p и при удалении от поверхности анода.

4. Электронные процессы в магнетроне

Для обеспечения длительного взаимодействия электронов в условиях синхронизма с высокочастотным полем в пространстве взаимодействия к магнетрону вдоль его оси прикладывают постоянное магнитное поле B . Таким образом, электроны в магнетроне движутся в определенных электрическом и магнитном полях.

4.1 Статический режим работы магнетрона.

Парабола критического режима

Рассмотрим прежде всего статический режим магнетрона, т.е.

такой режим, когда высокочастотное поле отсутствует. Это означает, что в расчетах отсутствуют резонаторы, а анод рассматривается сплошным. В расчетах и в качественном рассмотрении также не учитываются силы пространственного заряда в электронном потоке. Уравнение движения электрона в окрещенных электрическом $\vec{E}$ и магнитном $\vec{B}$ полях имеет вид

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = e \vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \quad (10)$$

где m , e , $\vec{v}$, $\vec{r}$ - соответственно масса, величина заряда, скорость и координаты электрона.

Рассмотрим для простоты плоский магнетрон, т.е. анод и катод развернем в параллельные плоскости, как показано на рис.9.

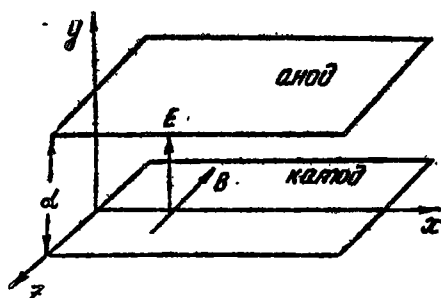


Рис.9. Направления электрического и магнитного полей в плоском магнетроне (статический режим)

Полагая в (10)

$$E_x = E_z = 0, \quad E_y = E = \frac{U_a}{d}, \quad B_x = B_y = 0, \quad B_z = B$$

и вычисляя первый и второй интегралы уравнения (10), находим

$$x(t) = \frac{m}{e} \frac{U_a}{B} (\omega_y t - \sin \omega_y t).$$

$$y(t) = \frac{\pi}{c} \frac{U_a}{B^2 d} (1 - \cos \omega_y t),$$

$$z(t) = z_0 = \text{const.} \quad (II)$$

При выводе использованы следующие начальные условия:

$$x_0 = x_0' = 0, \quad v_{0x} = v_{0y} = 0.$$

Уравнения (II) представляют кривую, которая называется циклоидой. Такую кривую описывает точка-электрон, расположенная на круге радиуса

$$R = \frac{\pi}{c} \frac{U_a}{B^2 d}, \quad (12)$$

который катится по катоду с угловой скоростью

$$\omega_y = \frac{e}{m} B \quad (13)$$

Угловая скорость ω_y называется циклотронной частотой.

Из (II) нетрудно найти скорость перемещения центра катящегося круга, она же является средней переносной скоростью электрона

$$v_0 = \frac{U_a}{B d} \quad (14)$$

На рис.10 изображена траектория движения электрона в скрещенных полях. При увеличении анодного напряжения или уменьшении магнитной индукции радиус катящегося круга будет увеличиваться до тех пор, пока не коснется анода в вершине циклоиды. Попадание электрона на анод приведет к появлению тока во внешней цепи.

Такое напряжение и магнитная индукция называется к р и т и ч е с-к и м и. Связь между ними легко получить из (12), полагая $d = 2R$:

$$U_{кр} = \frac{c}{2\pi} d^2 B_{кр}^2 \quad (15)$$

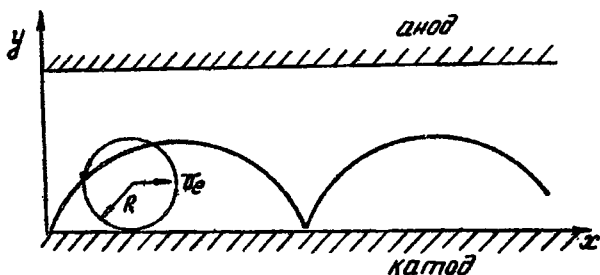


Рис.10. Траектория движения электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях

В цилиндрической системе координат (15) следует заменить выражением

$$U_{акр} = \frac{e}{8\pi} z_a^2 \left(1 - \frac{z_a^2}{z_k^2}\right) B_{кр}^2, \quad (16)$$

где z_a , z_k — радиусы анода и катода.

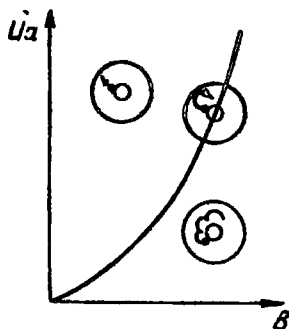


Рис.11. Парабола критического режима

Кривая, описываемая формулой (16), называется параболой критического режима (рис.11).

Магнетрон способен генерировать высокочастотные колебания только в таких режимах, когда анодные напряжения и магнитные индукции дают точки, лежащие ниже параболы. В других режимах электроны почти сразу же после выхода из катода попадают на анод и не совершают многих колебаний по циклоиде, т.е. не вступает в длительное взаимодействие с СВЧ полем.

4.2. Механизм возбуждения колебаний в магнетроне

Рассмотрим качественную картину возбуждения колебаний в магнетроне. Для упрощения рассуждений снова рассмотрим плоский магнетрон.

Наиболее значительного взаимодействия электронов с полем можно ожидать лишь при условии, что электроны длительное время находятся в одной и той же фазе по отношению к высокочастотному электрическому полю. Это приблизительно постоянное фазы электромагнитного поля в точке расположения электрона можно рассматривать как условие равенства фазовой скорости одной из бегущих волн в магнетроне и средней перемосной скорости электрона

$$v_p = (v_p)_{\text{нр}}. \quad (17)$$

При таком резонансе скоростей действие на электрон со стороны других бегущих волн (с другими значениями n и ρ) можно не учитывать, если их фазовые скорости значительно отличаются от средней скорости электронов. Равенство (17) называется **у л о в и е м о н х р о н и з м а**.

Ясно, что условие (17) возможно только тогда, когда электрон при своем движении в пространстве взаимодействия сможет совершить много петель по циклоиде, прежде чем упадет на анод, т.е. при $v > v_{\text{кр}}$, $U_a < U_{\text{акр}}$

Свяжем с одной из бегущих волн, для которой выполняется условие (17), систему координат, движущуюся вместе с волной вдоль оси x со скоростью $(v_p)_{\text{нр}}$. Тогда электрическое поле волны, действующее на электрон в этой системе координат, будет неподвижным и равно векторной сумме постоянного электрического поля $\vec{E}$ и высокочастотного поля $\vec{E}'$:

$$\vec{E}_{\Sigma} = \vec{E} + \vec{E}'$$

На рис.12 показаны четыре типичных электрона, находящихся в различных фазах по отношению к высокочастотному полю, а на

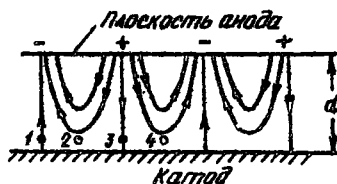


Рис. 12. Электрическое поле бегущей волны в пространстве взаимодействия магнетрона. Точками 1, 2, 3, 4 обозначены исходные положения четырех рассматриваемых типичных электронов

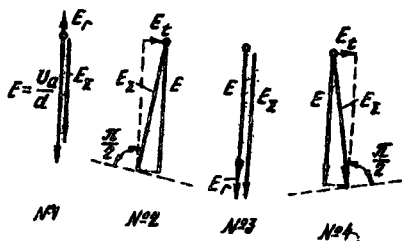


Рис. 13. Результирующее электрическое поле, действующее на электроны типа 1, 2, 3, 4. Пунктиром для электронов типа 2 и 4 показано положение плоскости, по которой должен натиснуться круг, определяющий циклоидальную траекторию электрона

рис.13 - сложение векторов электрических полей в точках, в которых эти электроны первоначально находились. Выясним поведение этих электронов в последующие моменты времени.

Электрон № 1. Суммарное электрическое поле E_{Σ} , действующее на этот электрон, не изменяет своего направления, но уменьшается по абсолютной величине. Поэтому средняя скорость электрона $V_0 = E_{\Sigma} / B$ уменьшается по сравнению со скоростью в статическом режиме. В итоге электрон будет отставать от бегущей высокочастотной волны и постепенно смещаться к электрону № 4.

Электрон № 3. Для электронов этого типа суммарное электрическое поле, наоборот, увеличивается. Поэтому переносная средняя скорость V_0 для этих электронов также увеличивается и электрон № 3 будет догонять электрон № 4.

Электрон № 2. Электроны этого типа после выхода из катода подвергаются действию ускоряющего тангенциального поля (сила, действующая на отрицательный заряд электрона, направлена против E_z). Абсолютная величина суммарного электрического поля мало отличается от статического, однако изменяется его направление. Круг, описывающий движение такого электрона по циклоиде, будет катиться по плоскости, перпендикулярной вектору E_{Σ} т.е. по плоскости, наклоненной в сторону катода (рис.14, а). В конце первого циклоидального исследования электрон, поглотив часть энергии от высокочастотного поля, ударяется о катод и прекращает дальнейшее движение в пространстве взаимодействия.

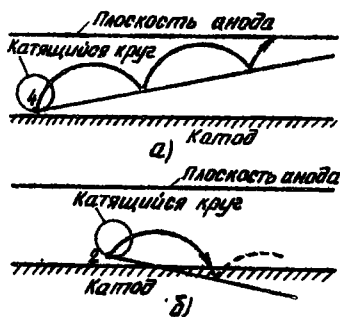
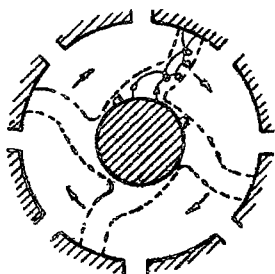


Рис.14. Траектории двух типичных электронов № 2 и 4 в плоском магнетроне

Существование электронов этого типа приводит к дополнительному разогреву катода. Поэтому после вывода магнетрона на рабочий режим обычно снижают напряжение накала, а у мощных магнетронов даже совсем выключают накал.

Итак, в процессе взаимодействия с высокочастотным электромагнитным полем электроны перераспределяются в пространстве взаимодействия, собираясь в сгустки, центром которых является электрон № 4. Это явление получило название *г р у п п и р о в к и*.



Все электронное облако, вращающееся вокруг катода в цилиндрическом магнетроне, разбивается на сгустки — спирали, протирающиеся от катода к аноду (рис.15). Спицы вращаются вместе с бегущей волной с угловой скоростью $\Omega_{\text{вп}} = \frac{\omega \pi}{\pi \tau \omega \mu}$. Отметим еще раз, что группировка электронов в спирали осуществляется за счет радиальной компоненты $\vec{E}_r$ высокочастотного поля.

Рис.15. Форма спиц в цилиндрическом магнетроне

Электрон № 4. Поведение электронов, сгруппировавшихся около электрона № 4, существенно

отличается от других. Электроны типа № 4 вынуждены двигаться длительное время в области максимального *т о р м о з я щ е г о* тангенциального высокочастотного поля $\vec{E}_\theta$, поэтому они будут постепенно отдавать свою потенциальную энергию высокочастотному полю, сдвигаясь к аноду, где их потенциальная энергия равна нулю. Смещение электрона № 4 к аноду видно из векторной диаграммы на рис.13, а также из рис.14, где показана траектория движения электрона в неподвижной системе координат. Действительно, суммарное электрическое поле $\vec{E}_\Sigma$ для этих электронов по абсолютной величине мало отличается от статического $\vec{E}$, но составляет с ним некоторый небольшой угол. Поэтому плоскость, по которой катится круг, образующий циклоиду, будет наклонена в сторону анода.

Подчеркнем еще раз, что роль тангенциальной составляющей

высокочастотного поля сводится в основном к отбору энергии от электронов, а также к сортировке электронов на "полезные" и "вредные". В местах, где тангенциальное поле ускоряет электроны, следовательно, электроны отбирают энергию от поля, их траектории направлены к катоду, и эти "вредные" электроны быстро выбывают из пространства взаимодействия. Электроны, попадающие в тормозящую фазу высокочастотного тангенциального поля, — "полезные", они отдают энергию полю и траектории их направлены к аноду, т.е. они длительное время взаимодействуют с СВЧ полем. Процесс сортировки электронов на "полезные" и "вредные" называется фазовой фокусировкой электронного потока.

Таким образом, в генерирующем магнетроне будет протекать конвекционный ток, несмотря на то, что анодное напряжение U_a и магнитная индукция B должны быть выбраны ниже параболы критического режима. Ток создается "отработанными" электронами типа 4.

Полное число спиц в генерирующем магнетроне можно найти, если учесть, что каждому максимуму тормозящего тангенциального поля E_c соответствует одна спица, т.е. число спиц равно номеру вида колебаний n . Наибольшее число спиц имеет $\mathcal{H}$ -вид ($n = \frac{A}{2}$).

Условие синхронизма (17) с учетом (14) и (9) запишется

$$v_c = \frac{E}{B} = (v_p)_{cr} = \frac{\omega_a z}{n + pN} \quad (19)$$

Отсюда следует, что чем выше номер вида колебаний n и пространственной гармоники p , тем медленнее должно вращаться облако пространственного заряда. Заметим, однако, что поли пространственных гармоник очень быстро убывает в радиальном направлении от поверхности анода. Поэтому и мощность магнетронов, работающих на этих гармониках, мала, и пространственные гармоники скорее являются помехой, снижающей стабильность работы магнетрона.

Используя (19), можно получить приближенное соотношение между U_a и B при которых выполняется условие синхронизма в магнетроне. Полагая $z = \frac{2a + 2k}{2}$ $E = \frac{U_a}{2a - 2k}$ находим

$$\mathcal{U}_a = \frac{\omega_n (\mathcal{U}_a^2 - \mathcal{U}_K^2)}{2(\pi + \rho N)} \mathcal{B}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что рабочий потенциал анода и индукция магнитного поля связаны линейной зависимостью. Соотношение (20) не следует понимать так, что невозможны колебания при напряжениях $(\mathcal{U}_a, \mathcal{B})$, не удовлетворяющих указанной зависимости. Если увеличивать анодное напряжение $\mathcal{U}_a$ при неизменном магнитном поле $\mathcal{B}$ то генерируемая мощность на данном виде колебаний должна проходить через максимум в точках прямой (20). При дальнейшем увеличении напряжения $\mathcal{U}_a$ могут быть достигнуты условия синхронизма с полем волны следующего вида, имеющего более низкий номер n .

Отметим, что $\mathcal{F}$ -вид колебаний требует для своего возбуждения наименьшего анодного напряжения. Таким образом, $\mathcal{F}$ -вид отделен от других видов колебаний не только по частоте, но и по величине анодного напряжения.

Наименьшее анодное напряжение $\mathcal{U}_a$ при котором начинаются колебания данного вида, или, как говорят, начинают выполняться условия самовозбуждения, называется пороговым напряжением магнетрона $\mathcal{U}_{a \text{ пор}}$. Расчет для цилиндрического магнетрона дает следующую зависимость для порогового напряжения:

$$\mathcal{U}_{a \text{ пор}} = \frac{\omega_n (\mathcal{U}_a^2 - \mathcal{U}_K^2)}{2(\pi + \rho N)} \mathcal{B} - \frac{\pi \mathcal{U}_a^2}{2c} \left(\frac{\omega_n}{\pi + \rho N} \right)^2. \quad (21)$$

На рис.16 приведен график пороговых прямых для разных видов колебаний в восьмirezонаторном магнетроне. Пороговая прямая имеет общую точку касания с параболой критического режима. Координаты точки касания $\mathcal{U}_c$ и $\mathcal{B}_c$ определяются выражениями:

$$\mathcal{U}_c = \frac{\pi \mathcal{U}_a^2}{2c} \left(\frac{\omega_n}{\pi + \rho N} \right)^2; \quad \mathcal{B}_c = \frac{2\pi \mathcal{U}_a^2}{c(\mathcal{U}_a^2 - \mathcal{U}_K^2)} \frac{\omega_n}{\pi + \rho N}$$

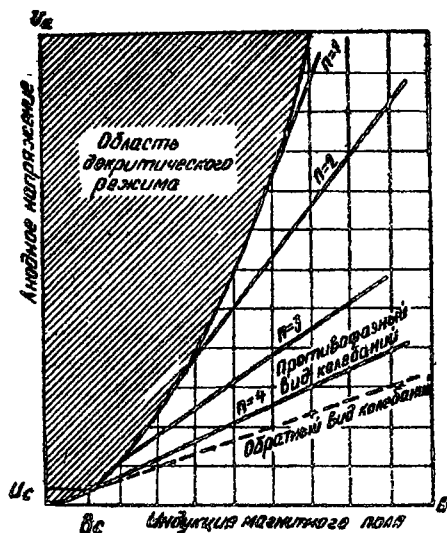


Рис. 16. Парабола критического режима и пороговые прямые восьмьрезонаторного магнетрона

Анодное напряжение U_c называется напряжением с и н - х р о н и з а ц и и и имеет простой физический смысл. При $U_a = U_c$ электроны, двигающиеся около анода параллельно его поверхности, оказываются как раз в синхронизме с полем бегущей волны.

График порогового напряжения (пороговая прямая) нужно понимать следующим образом. При $U_a < U_{a\text{пор}}$ самовозбуждение колебаний рассматриваемого вида невозможно. Невозможны также колебания при $U_a > U_{a\text{кр}}$. Между пороговой прямой и параболой критического режима существует область, где колебания данного типа устойчивы и сопровождаются протеканием конвекционного тока. Колебания также отсутствуют при анодных напряжениях U_a , меньших напряжения синхронизации.

В практической системе единиц СИ уравнение пороговой прямой (21) принимает вид

$$U_{\text{анод}} = 0,842 \cdot 10^9 \frac{z_a^2 - z_k^2}{(\pi + \rho N) \lambda_0} B - 1,01 \cdot 10^9 \left(\frac{z_a}{(\pi + \rho N) \lambda_0} \right)^2. \quad (22)$$

где λ_0 — длина волны в свободном пространстве
(все линейные размеры выражены в метрах); B — в теслах;
 U_a — в вольтях.

4.3. Рабочие характеристики магнетрона

Под рабочими характеристиками магнетрона понимают семейства кривых на плоскости U_a, I_a :

- а) постоянной генерируемой мощности ($P = \text{const}$);
- б) постоянной магнитной индукции ($B = \text{const}$);
- в) постоянного коэффициента полезного действия ($\eta = \text{const}$).

Вид кривых постоянной генерируемой мощности можно установить из соотношения

$$P = \eta U_a I_a.$$

Если бы КПД магнетрона оставался неизменным и не зависел от I_a , то вольт-амперные характеристики $U_a = f(I_a)$ при $P = \text{const}$ имели бы вид равнобочных гипербол (рис. 17а). Однако в реальном магнетроне с ростом I_a КПД уменьшается, поэтому линии постоянной генерируемой мощности отклоняются от гипербол и несколько поднимаются.

Чтобы установить вид кривых постоянной магнитной индукции, обратимся к формулам (20) и (21). Из этих соотношений видно, что условие синхронизма не зависит от величины анодного тока магнетрона. Поэтому можно было бы ожидать, что линии $B = \text{const}$ являются прямыми, параллельными оси абсцисс. Однако, как мы видели выше, генерация сопровождается протеканием анодного тока, для увеличения которого необходимо повышать анодное напряжение.

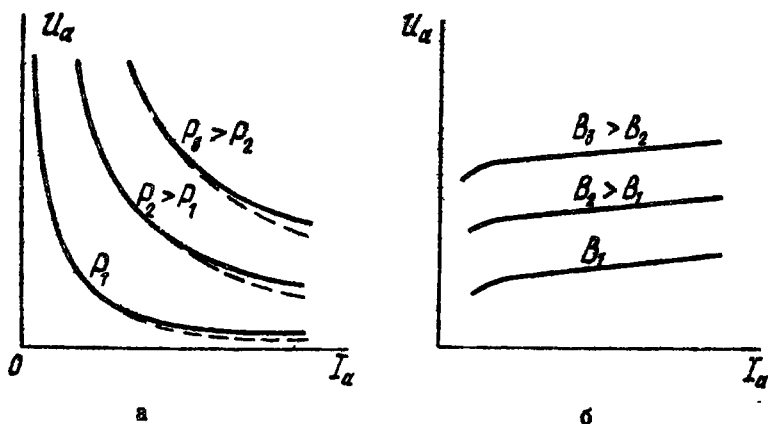


Рис. 17. Рабочие характеристики магнетрона:

а - линии постоянной мощности;

б - линии постоянной индукции

Поэтому линии $B = const$ должны приближенно иметь вид семейства прямых, наклоненных под небольшим углом к оси абсцисс (рис 17б).

Л и т е р а т у р а

1. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот, т. II. - М.: Высшая школа, 1972, с. 349-446.
2. Электронные приборы сверхвысоких частот / Под ред. В.Н.Шевчика и М.А.Григорьева. Изд-во Саратов. ун-та, 1980, с. 185-212.
3. Капица П.Л. Электроника больших мощностей. - М.: АН СССР, 1962, с. 17-30.
4. Гайдун В.И., Платов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. - М.: Советское радио, 1971, с. 469-511.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
МАГНЕТРОНА

Задача. Исследовать режим возбуждения и генерации
 J -вида колебаний в магнетроне

Задание

1. Найти зависимость порогового напряжения от индукции магнитного поля для различных видов колебаний в магнетроне.
2. Снять рабочие характеристики магнетрона. Найти зависимость КПД магнетрона от индукции магнитного поля.

**Описание экспериментальной
установки**

Схема экспериментальной установки приведена на рис.18.

Магнетрон (I). В работе исследуется магнетрон трехсантиметрового диапазона:

входный блок - разнорезонаторный;
число резонаторов N - 20;
радиус анода r_a - 1,45 мм;
радиус катода r_k - 0,825 мм;
охлаждение - воздушное;

магнитная система - электромагнит.

Блок питания магнетрона (3): Блок обеспечивает питание накала ($\sim 6 \text{ В}$) и анодного напряжения в пределах $0 \div 600 \text{ В}$. Анодное напряжение стабилизировано.

Анодный ток магнетрона при всех значениях анодного напряжения и магнитной индукции не должен превышать 100 мА !

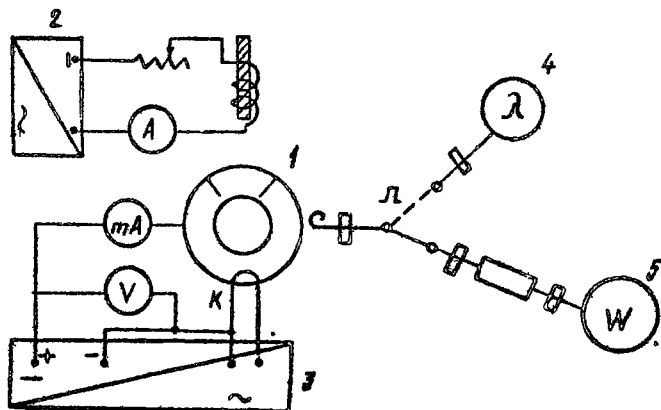


Рис.18. Схема установки для снятия характеристик магнетрона

Блок питания электромагнита (2). Блок питания типа БПС-2В-3ОРС стабилизирован. К блоку питания прилагается градуировочная кривая для перевода тока в обмотке электромагнита I (в амперах) в магнитную индукцию B (в теслах) в зазоре, куда помещен магнетрон. Эта зависимость почти линейна, поэтому можно пользоваться приближенной формулой

$$B (\text{т}) = 0,133 I (\text{А}).$$

Волномер (4). В работе используется волномер резонансного типа с коаксиальным резонатором. При настройке резонатора

в резонанс часть мощности отсасывается в резонатор и ток индикатора уменьшается. Резонанс наступает тогда, когда в резонаторе укладывается целое число полуволн, поэтому расстройка между соседними резонансными положениями поршня ℓ_1 и ℓ_2 в резонаторе равно половине длины волны

$$\lambda_0 = 2(\ell_2 - \ell_1).$$

Перемещение поршня в резонаторе фиксируется с помощью двух вращающихся лимбов. Цена деления шкалы на медленно вращаемом лимбе — 1 мм, а на быстро вращаемом лимбе — 10^{-2} мм.

Величина мощности, поступающей на детектор индикатора, регулируется переменным аттенуатором. Вначале измерения длины волны аттенуатор находится в положении с наибольшим затуханием, а затем плавно переводится в такое положение, чтобы стрелка индикатора установилась в пределах шкалы.

Предупреждение. Во избежание вывода индикатора из строя волномером разрешается пользоваться только вблизи прямых порогового режима, когда мощность генерации невелика.

Измеритель мощности (5). В работе используется термисторный измеритель малой мощности мостового типа, последовательно с которым включен направленный ответвитель с затуханием 30 дБ.

Переключатель СВЧ-мощности. Волноводный переключатель роторного типа имеет два положения: "волномер" и "измеритель мощности".

Порядок включения установки:

- включить измеритель мощности;
- включить блок питания электромагнита и установить ток электромагнита $I \sim 1,5$ А;
- включить вентилятор охлаждения магнетрона;
- установить переключатель анодного напряжения в положение "0", включить блок питания магнетрона.

Порядок выключения установки обратный.

П О М Н И Т Е ! Магнетрон под анодным напряжением при выключенном магнитном поле неизбежно выйдет из строя, поэтому переключение блока питания электромагнита с включенным анодным напряжением не допускается! Во всех случаях анодный ток магнетрона не должен превышать величину 100 мА!

Методические рекомендации к выполнению работы

I. Исследование областей возбуждения колебаний в магнетроне

В исследуемом магнетроне наблюдается генерация на следующих видах колебаний:

$$n = \frac{H}{2} - 10, \quad p = 0 \quad (\pi - \text{вид, основная гармоника});$$

$$n = \frac{H}{2} - 1 = 9, \quad p = 0 \quad (\text{основная гармоника});$$

$$n = -(\frac{H}{2} - 1) = -9, \quad p = 1 \quad (\text{обратная первая гармоника}).$$

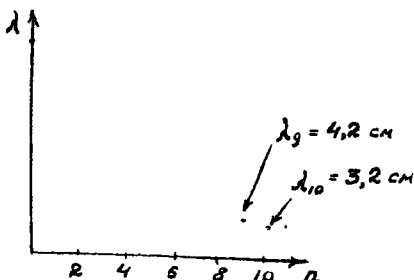


Рис. I9. Собственные длины волн резонатора магнетрона

На рис. I9 показан вид спектра резонансных длин волн резонатора магнетрона, исследуемого в работе.

Необходимо определять зависимость порогового напряжения $U_{a \text{ пор}}$ от индукции магнитного поля "В" для каждой области возбуждения.

При измерении пороговых напряжений в качестве индикатора мощности колебаний

используется детектор волномера. Рекомендуется следующий порядок работы.

1. Установить СВЧ — переключатель в положение "волномер".
 2. Установить анодное напряжение на нуль.
 3. Установить одно из фиксированных значений магнитной индукции.
 4. Постепенно увеличивая анодное напряжение, зафиксировать величину напряжений, при которых появляется генерация в 3 указанных выше областях.
 5. Измерения повторить при других значениях магнитной индукции "В", каждый раз придерживаясь рекомендованного порядка действий (п. п. 2,3,4).
- Магнитную индукцию изменять в пределах от 0,1 до 0,2 Т. с шагом 0,02 Т

Следует помнить, что мощность колебаний $\mathcal{H}$ — вида много больше мощности соседних видов.

Поэтому при опытах пороговых напряжений нужно соблюдать осторожность и во избежание перегорания детектора для колебаний $\mathcal{H}$ — вида не поднимать анодное напряжение выше порогового!

По результатам измерений построить графики пороговых прямых для трех областей возбуждения.

Провести расчет зависимости порогового и критического напряжения магнетрона от индукции магнитного поля "В".
Формулы (16) и (21) для используемого в работе магнетрона имеют вид

$$U_{a,кр} = 1,34 \cdot 10^4 B^2;$$

$$U_{a,пор} = \frac{1,259 \cdot 10^5}{L_n (2 + pN)} B - 2,09 \cdot 10^5 \left(\frac{1}{L_n (2 + pN)} \right)^2,$$

где L_n — длина волны, см;

U_a — анодное напряжение, В;

B — индукция магнитного поля, Т;

N — число резонаторов анодного блока;

n — номер вида колебаний;

p — номер пространственной гармоники.

Построить теоретические кривые на одних графиках с экспериментальными. Дать оценку совпадения результатов расчета и эксперимента.

Снятие рабочих характеристик магнетрона

Рабочие характеристики магнетрона представляют собой семейства линий постоянной магнитной индукции "В" и постоянной выходной мощности P_n , построенные в координатах U_a (анодное напряжение) и I_a (анодный ток) (см. рис. 17). Характеристики снимаются для колебаний π -вида, который является рабочим видом колебаний магнетрона.

При снятии рабочих характеристик магнетрон нагружается на измеритель мощности. Для расширения пределов измерения мощности на выходе измерителя включен фиксированный ослабитель.

Рекомендуется следующий порядок работы:

- установить СВЧ - переключатель в положение "измеритель мощности";
- установить одно из фиксированных значений магнитной индукции;
- вывести на нуль ручку регулировки анодного напряжения и включить блок анодного питания магнетрона;
- плавно увеличить анодное напряжение до появления анодного тиска;
- изменяя потенциал анода, фиксировать значения анодного тока и выходной мощности; шаг изменения анодного напряжения выбрать так, чтобы на характеристику легло 5-6 значений анодного тока и мощности. Максимальный анодный ток не должен превышать 100 мА!
- повторить измерения при другом значении индукции "В"; рекомендуются следующие значения магнитной индукции: 0,14; 0,18; 0,22 Т.

Результаты измерений занести в таблицу.

$B_1 =$			$B_2 =$			$B_3 =$		
U_a	I_a	$\tilde{P}_H$	U_a	I_a	$\tilde{P}_H$	U_a	I_a	$\tilde{P}_H$

Построить графики линий постоянной индукции и линий постоянной мощности.

Рассчитать КПД магнетрона и построить график зависимости КПД от индукции "В" при постоянном анодном токе. Рекомендуется выбрать значение анодного тока $I_a \approx 80 + 90$ мА. Найти КПД для максимальной мощности генерации.

Контрольные вопросы

1. Расскажите о видах колебаний в резонансной системе магнетрона.
2. Каким способом обеспечивается устойчивая одночастотная работа магнетрона?
3. Что характеризует парабола критического режима?
4. Каковы условия самовозбуждения колебаний в магнетроне?
5. Почему пороговое напряжение зависит от номера вида колебаний "n"?
6. Как происходит группировка электронов в магнетроне?
7. Что представляют собой рабочие характеристики магнетрона?
8. Чем объясняется высокий КПД магнетронов?

ПРАКТИКУМ ПО РАДИОФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ
ИБ 1352

Редактор Е.С.Юзefович

Подписано к печати 03.08.83. Из 02154.
Формат 60x84^{1/16}, Бумага типографская № 3.
П.л. 12; уч-изд. л. 10,1; уол.п.л. 11,16.
Тираж 500 экз. Заказ 221. Цена 30 коп.

Издательство ТГУ, 634010, Томск, пр. Ленина, 36.
Межвузовская типография ОмПИ, 644050, Омск, пр. Мира, 11.