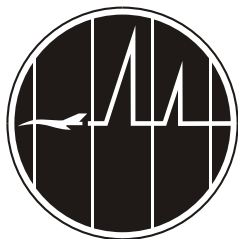


**МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)**



**ФАКУЛЬТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

К.П. КИРДЯШЕВ

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАСЧЕТНЫХ РАБОТ
ПО КУРСУ “ЭЛЕКТРОНИКА”**

МОСКВА, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Раздел первый. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ	6
<i>Работа 1.</i> Вольтамперные характеристики полупроводникового диода	6
<i>Работа 2.</i> Барьерная емкость полупроводникового диода и электронная перестройка частоты колебательного контура	13
<i>Работа 3.</i> Вольтамперные и световые характеристики фотодиода	21
<i>Работа 4.</i> Параметры и статические характеристики МДП транзистора	32
Раздел второй. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ. СВЧ ПРИБОРЫ С ДИНАМИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ	41
<i>Работа 5.</i> Термоэмиссионные характеристики вакуумного диода	41
<i>Работа 6.</i> Траектории электронного пучка в электровакуумных приборах с электростатическим отклонением	50
<i>Работа 7.</i> Движение электронов в магнитном поле электровакуумных приборов	60
<i>Работа 8.</i> Режимы генерации СВЧ колебаний и параметры колебательной системы отражательного клистрона	73

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее учебное пособие предназначено для проведения практических и лабораторных занятий со студентами факультета радиоэлектроники летательных аппаратов Московского авиационного института (государственного технического университета). Представленные для выполнения расчетные работы составлены в соответствии со стандартом дисциплины “Электроника” и “Физические основы микроэлектроники”.

Расчетные работы предусматривают самостоятельное изучение студентами отдельных разделов курса и позволяют приобрести практические навыки в решении конкретных задач в различных областях физической и полупроводниковой электроники. В каждой работе включены краткие сведения о физических процессах в отдельных электронных устройствах, обосновано применение основных расчетных соотношений и порядок проведения расчетов. Результаты проведенных расчетов рекомендуется представлять в виде графических зависимостей, отображающих закономерности проявления изучаемых процессов и характеристики электронных устройств. Поскольку представленные расчетные соотношения выведены при определенных допущениях относительно структуры устройств и протекающих в них процессов, студентам необходимо иметь представление о пределах применимости полученных результатов расчетов.

В каждой работе представлены соответствующие максимальному численному составу учебных групп варианты параметров расчета, что обеспечивает необходимый контроль за самостоятельной работой студентов. К тому же, сопоставление результатов расчетов, выполненных студентами по различным вариантам, расширяет возможности изучения закономерностей процессов в электронных приборах. Входящие в задания на выполнение работ контрольные вопросы позволяют провести анализ результатов и сформулировать основные выводы по соответствующим разделам курса.

Данное учебное пособие написано по материалам курса лекций, лабораторных и практических занятий, проводимых со студентами на кафедре теоретической радиотехники для специальностей 2007, 2012, 2016, 2017 и 071500.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования и разработки в области электроники являются основой научно-технического прогресса, обеспечивающего освоение передовых технологий, автоматизацию производства и обмен информацией в различных сферах человеческой деятельности. В созданных и успешно применяемых на практике электронных приборах воплощены достижения в исследованиях процессов взаимодействия электронов с электромагнитными полями в полупроводниках, в вакууме, в газовом разряде и других средах. При этом электронные приборы выполняют функции различных видов преобразования энергии и информационных параметров сигналов в различных рабочих средах. Физические процессы, лежащие в основе таких преобразований, чрезвычайно разнообразны, и для своего математического описания требуют применения соответствующих теоретических моделей взаимодействия электронов с электромагнитными полями.

На основе разработанных математических моделей производятся расчеты эффективности такого взаимодействия и выбор рабочих режимов и эксплуатационных параметров электронных приборов. В связи с этим проведение на лабораторных и практических занятиях расчетов характеристик отдельных элементов полупроводниковых структур и электровакуумных электронных приборов является составной частью изучения данного учебного курса.

Работа 1

Вольтамперные характеристики полупроводникового диода

Цель работы

- I. Расчет и построение вольтамперных характеристик полупроводникового диода при различных электрофизических параметрах идеального $p - n$ -перехода.
- II. Расчет и построение вольтамперных характеристик полупроводникового диода при учете сопротивления базы.

Исходные представления и расчетные соотношения

Вольтамперная характеристика идеального электронно-дырочного перехода определяется зависимостью тока от напряжения $I(U)$ при прямом и обратном смещении перехода. При прямом смещении уменьшается высота потенциального барьера на границе перехода и ток через переход обусловлен диффузией (инжекцией) основных носителей заряда. В этой части вольтамперной характеристики ток значительно возрастает с увеличением напряжения. При обратном включении напряжения возрастает величина потенциального барьера и увеличивается поле в переходе, при этом ток определяется дрейфом (экстракцией) неосновных носителей заряда. Обратный ток существенно меньше прямого тока, поскольку этот ток обусловлен неосновными носителями заряда с малой концентрацией, зависящей от температуры и ширины запрещенной зоны.

При выводе зависимости тока от напряжения в идеальном $p - n$ -переходе рассматривают плоскопараллельный переход с бесконечной протяженностью (отсутствуют краевые эффекты), считается, что поле сосредоточено в $p - n$ -переходе, при этом пренебрегают падением напряжения в объеме p - и n -областей, токами утечки и процессами генерации и рекомби-

нации носителей заряда в области перехода, не учитываются процессы, приводящие к пробоям обратно смещенного перехода.

При принятых допущениях вольтамперную характеристику $p-n$ -перехода можно представить в виде зависимости

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.1)$$

в которой I_0 - обратный (тепловой) ток, зависящий от площади перехода S_{nep} , ширины p - и n - областей W_p и W_n , степени легирования материала (p_{n0} и n_{p0}) и параметров полупроводника (D_p, D_n, L_p и L_n). При ширине областей $W_p \gg L_n, W_n \gg L_p$ величина обратного тока определяется соотношением:

$$I_0 = qS_{nep} \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right), \quad (1.2)$$

в котором p_{n0} и n_{p0} - концентрации неосновных носителей в p - и n -областях в равновесном состоянии перехода,

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}, \quad (1.3)$$

n_i - концентрация носителей в собственном полупроводнике, N_D и N_A - концентрации донорной и акцепторной примесей, L_n и L_p - диффузионные длины электронов и дырок, D_n и D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок. Величину теплового потенциала в формуле (1.1) $\varphi_T = kT/q$ ($q = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона) можно определять по приближенной формуле $\varphi_T \approx T/11600$ В, в которой температура T выражена в К. При расчетах принимается значение $T = 300$ К.

Дифференциальное сопротивление $p-n$ -перехода определяется соотношением:

$$R_{diff} = \frac{dU}{dI} = \frac{\varphi_T}{I + I_0}, \quad (1.4)$$

зависящим от величины тока на вольтамперной характеристике. При этом R_{diff} достигает больших значений при стремлении обратного тока перехода к предельной величине I_0 .

Представленные расчетные соотношения получены в пренебрежении объемным сопротивлением базы $R_{\bar{\sigma}}$, которое в реальных переходах изменяется в широких пределах от единиц до сотен Ом. В этих условиях внешнее напряжение распределяется между обедненным слоем и областью базы и зависимость тока от напряжения $I(U)$ следует представлять в виде:

$$I = I_0 \left(\exp \frac{U - I R_{\bar{\sigma}}}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (1.5)$$

При проведении расчетов целесообразно пользоваться зависимостью

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) + I R_{\bar{\sigma}} \quad (1.6)$$

для полученных по формуле (1.1) значений тока в идеальном $p - n$ - переходе. Для определения дифференциального сопротивления реального перехода следует использовать соотношение

$$R_{diff} = (\varphi_T / I) + R_{\bar{\sigma}}. \quad (1.7)$$

При малых токах падение напряжения в базовой области можно не учитывать. Однако с ростом тока, когда $I \gg \varphi_T / R_{\bar{\sigma}}$, эта величина существенно превышает падение напряжения на переходе и на вольтамперной характеристике перехода выделяется линейный участок, на котором $R_{diff} \approx R_{\bar{\sigma}}$.

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры диодной структуры, необходимые для проведения расчетов (см. табл.1.1 и 1.2):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- диффузионные длины электронов и дырок L_n и L_p в см;
- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A в см⁻²;
- площадь перехода $S_{пер}$ в см²;
- сопротивление базы R_{δ} в Ом;
- максимальная рассеиваемая мощность в базе диода $P_{макс}$, позволяющая определить предельную величину прямого тока при расчетах вольтамперной характеристики $I_{макс} = (P_{макс} / R_{\delta})^{1/2}$ и соответственно предельное значение прямого напряжения.

Таблица 1.1. Электрофизические параметры полупроводников, используемых в диодных структурах

Параметр полупроводниковой структуры	Полупроводник		
	Si	Ge	GaAs
Плотность атомов N , см ⁻³	$4,42 \times 10^{22}$	$4,99 \times 10^{22}$	$2,21 \times 10^{22}$
Диэлектрическая проницаемость ϵ , отн. ед.	16	12	10,9
Ширина запрещенной зоны ΔE , эВ	0,67 – 0,72	1,12	1,43
Собственные концентрации электронов и дырок при $T = 300$ К n_i и p_i , см ⁻³	$2,5 \times 10^{13}$	2×10^{10}	8×10^6
Коэффициент диффузии электронов D_n , см ² /с	90	38	220
Коэффициент диффузии дырок D_p , см ² /с	45	13	11,2
Подвижность электронов μ_n , см ² /с В	3800	1300	8500
Подвижность дырок μ_p , см ² /с В	1800	500	400

Время жизни неосновных носителей заряда τ , с	10^{-3}	$2,5 \times 10^{-3}$	10^{-8}
--	-----------	----------------------	-----------

II. По формуле (1.2) для заданных параметров диодной структуры определяют величину обратного тока I_0 .

III. По формулам (1.1) и (1.4) производится расчет вольтамперной характеристики идеального перехода и зависимость дифференциального сопротивления $R_{диф}$ от напряжения по вычисленным значениям тока $I(U)$. Результаты расчетов должны быть представлены в виде графических зависимостей тока от напряжения. При вычисленном значении $I_{макс}$ выбирается не более 10 точек на прямой ветви вольтамперной характеристики диода; максимальное значение обратного напряжения 5 В при расчетах через каждые 0,5 В.

IV. При учете сопротивления базы R_b реального перехода для расчета вольтамперной характеристики и дифференциального сопротивления по формулам (1.6) и (1.7) в качестве независимых переменных используются значения тока I , полученные в п. III. При этом результаты расчетов должны быть также представлены графически в виде зависимостей вычисленных значений I и $R_{диф}$ от напряжения.

V. По результатам расчетов необходимо составить заключение о влиянии параметров полупроводникового материала и объемного сопротивления базы на свойства диода.

Общее количество расчетных графических зависимостей составляет 12 для полупроводниковых материалов Si, Ge, GaAs (при идеальном и реальном переходах, включая вольтамперные характеристики и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения).

Таблица 1.2. Исходные данные для проведения расчетов

№ вари- анта	$L_p, L_n,$		$N_A,$ $\times 10^{16}$ см^{-3}	$N_D,$ $\times 10^{14}$ см^{-3}	$R_{\sigma},$ Ом	$S_{\text{пер}},$ $\times 10^{-4}$ см^2	$P_{\text{макс}},$ $\times 10^{-3}$ Вт
	Si, Ge $\times 10^{-2}$ см	GaAs $\times 10^{-4}$ см					
1	0,4	1,0	1,0	2,0	10	1,0	10,0
2	0,45	1,5	2,5	3,0	15,0	2,0	20,0
3	0,5	2,0	3,0	4,0	20,0	3,0	30,0
4	0,55	2,5	3,5	5,0	25,0	4,0	40,0
5	0,6	3,0	4,0	6,0	30,0	5,0	50,0
6	0,65	3,5	4,5	7,0	35,0	6,0	70,0
7	0,7	4,0	5,0	8,0	40,0	7,0	100,0
8	0,75	4,5	6,5	9,0	42,0	8,0	150,0
9	0,8	5,0	7,0	10,0	45,0	9,0	200,0
10	0,85	5,5	7,5	20,0	47,0	10,0	250,0
11	0,9	6,0	8,0	30,0	50,0	20,0	300,0
12	0,95	6,5	8,5	40,0	52,0	40,0	400,0
13	1,0	7,0	9,0	50,0	55,0	50,0	500,0
14	1,02	7,5	9,5	60,0	57,0	60,0	700,0
15	1,05	8,0	10,0	70,0	60,0	80,0	1000,0
16	0,65	3,5	4,5	15	15	8,5	550
17	0,7	4,0	5,0	8	20	9,0	600
18	0,75	4,5	5,5	9	25	9,5	650
19	0,8	5,0	6,0	10	30	10,0	700
20	0,85	5,5	6,5	15	35	10,5	750
21	0,9	6,0	7,0	20	40	11,0	800
22	0,95	6,5	7,5	30	45	11,5	850
23	1,0	7,0	8,0	40	50	12,0	900
24	0,55	2,5	3,5	15	55	12,5	950
25	0,6	3,0	4,0	10	60	13,0	1000

Контрольные вопросы

1. Объяснить механизмы формирования тока через p-n – переход.
2. При каких допущениях получено соотношение (1.1), описывающее вольтамперную характеристику полупроводникового диода.
3. Какими факторами ограничивается ток прямо смещенного перехода.
4. К чему приводит увеличение мощности, выделяемой в полупроводниковой структуре, в высоковольтной области вольтамперной характеристики.
5. Указать основные отличия реального полупроводникового диода от идеального.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392 с.
3. Шалимова К.В. Физика полупроводников. Учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат. 1985. 392 с.

Работа 2

Барьерная емкость полупроводникового диода и электронная перестройка частоты колебательного контура

Цель работы

- I. Расчет и построение зависимости емкости обратно смещенного $p-n$ -перехода от напряжения.
- II. Определение диапазона электронной перестройки частоты колебательного контура для заданных электрофизических параметрах перехода.

Исходные представления расчетные соотношения

Известно, что при обратном напряжении на $p-n$ - переходе в обедненном слое по обе стороны границы областей возникают объемные заряды, обусловленные ионами примесей, которые равны по величине и противоположны по знаку. При изменении приложенного напряжения изменяются толщина обедненного слоя и величина заряда в слое, что свидетельствует о том, что $p-n$ - переход обладает электрической емкостью. Это барьерная емкость перехода, которая проявляется при подаче на переход изменяющегося во времени напряжения.

Зависимость барьерной емкости $p-n$ -перехода от обратного напряжения положена в основу действия полупроводниковых диодов, называемых варикапами. Такие диоды применяют в качестве элементов с электрически управляемой емкостью в схемах перестройки частоты колебательных контуров, деления и умножения частоты, в устройствах обработки радиосигналов при частотной модуляции и в параметрических усилителях и генераторах.

Простейшая схема включения варикапа для изменения частоты колебательного контура представлена на рис. 2.1. Управляющее напряжение U подается на диод VD через высокоомный резистор R , который уменьшает шунтирующее действие на диод и колебательный контур источника напряжения. Диод подключается параллельно колебательному контуру, при этом разделительный конденсатор большой емкости C_P предназначен для исключения постоянного тока через индуктивность L_K колебательного контура. При изменении обратного напряжения на диоде изменяется суммарная емкость $C_{Var} + C_K$ и, следовательно, резонансная частота колебательного контура. Основным полупроводниковым материалом для изготовления варикапов является кремний, а также арсенид галлия, позволяющий использовать такие полупроводниковые структуры в СВЧ диапазоне.

Основной характеристикой полупроводникового диода, обеспечивающего электронную перестройку частоты, является зависимость емкости перехода от обратного напряжения. Эта зависимость позволяет определить диапазон перестройки частоты и произвести выбор рабочей точки на вольт-фарадной характеристике варикапа. В зависимости от электрофизических параметров перехода могут быть получены необходимые значения емкостей для перестройки частоты колебательных контуров как с сосредоточенными, так и распределенными параметрами.

Расчетные соотношения

Если плотности заряда по обе стороны резкого перехода представляет собой ступенчатую функцию, то зависимость емкости обратно смещенного перехода (барьерной емкости) определяется выражением

$$C_{бар} = S_{пер} \sqrt{\frac{q \varepsilon_n \varepsilon_0 N_A N_D}{2(N_A + N_D)(\varphi_0 - U)}}, \quad (2.1)$$

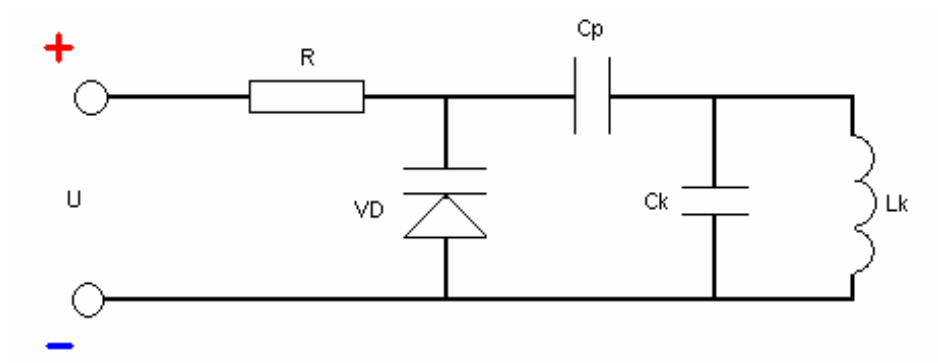


Рис. 2.1. Схема колебательного контура с использованием обратного смещенного р – n-перехода в качестве элемента электронной перестройки частоты

в котором $S_{пер}$ - площадь перехода, N_A - концентрация акцепторов в p -области, N_D - концентрация доноров в n -области, U - напряжение смещения, φ_0 - потенциальный барьер при $U=0$. При расчетах принято значение диэлектрической проницаемости полупроводника $\varepsilon_n=16$ (германий), $\varepsilon_n=12$ (кремний), $\varepsilon_n=10,9$ (арсенид галлия), $\varepsilon_0=8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м.

Барьерная ёмкость совпадает с емкостью плоского конденсатора, в котором расстояние между обкладками равно толщине обедненного слоя и объемные заряды по обе стороны границы перехода обусловлены ионами примесей. Полная толщина обедненного слоя, формирующегося вблизи границы в p - и n -областях, определяется выражением:

$$L_{об} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (N_A + N_D)}{q N_A N_D} (\varphi_0 - U)}, \quad (2.2)$$

из которого следует, что с возрастанием обратного напряжения на переходе барьерная емкость уменьшается из-за увеличения толщины обедненного слоя $L_{об}$, что можно объяснить смещением основных носителей заряда от перехода под действием электрического поля. При этом обнажаются ионы примесей у границ перехода, что приводит к дополнительному росту толщины обедненного слоя и высоты потенциального барьера. Повышение концентрации примесей в p - и n -областях приводит к увеличению емкости перехода, поскольку уменьшается толщина обедненного слоя.

Для характеристики численных значений барьерной ёмкости и толщины обедненного слоя рассмотрим в качестве примера переход со следующими параметрами структуры $N_A=4 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $N_D=2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $\varphi_0=0,5 \text{ В}$, $U=-20 \text{ В}$, площадь перехода $S_{пер}=10^{-6} \text{ м}^2$. Расчет по формулам (2.1) и (2.2) определяет значения $C_{бар}=27,2 \text{ пФ}$ и $L_{об}=5,2 \times 10^{-6} \text{ м}$.

При включении варикапа в колебательный контур с сосредоточенными параметрами – ёмкостью C_K и индуктивностью L_K зависимость резонансной частоты от обратного напряжения имеет вид:

нансной частоты контура от напряжения на варикапе можно представить в виде:

$$f_0(U) = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_K (C_K + C_{\bar{o}ap})}} . \quad (2.3)$$

Зависимость $f_0(U)$ можно рассматривать в качестве характеристики электрически управляемой частоты колебательного контура. Выбор рабочей точке на этой характеристике целесообразно производить на приближенно линейном участке зависимости $C_{\bar{o}ap}(U)$, при этом можно оценить относительную перестройку частоты контура по соотношению:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C_{\bar{o}ap}}{C_K + C_{\bar{o}ap0}} , \quad (2.4)$$

в котором $C_{\bar{o}ap0}$ - величина барьерной емкости перехода в рабочей точке вольт-фарадной характеристики варикапа, $\Delta C_{\bar{o}ap}$ - изменение емкости перехода в линейном приближении $C_{\bar{o}ap}(U)$, эта величина определяется графически по результатам расчета $C_{\bar{o}ap}(U)$. При этом следует иметь в виду, что это достаточно малое изменение емкости перехода в пределах частотного диапазона работы варикапа, границы которого можно определить по минимальным значениям добротности колебательного контура при заданных значениях сопротивления обратно смещенного перехода и базовой области диодной структуры.

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры диодной структуры, необходимые для проведения расчетов (см. табл.2.1):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия, диэлектрическая проницаемость материала определяется из табл.1.1 расчетной работы 1;

- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A в см^{-2} в p - и n -областях перехода;
- площадь перехода $S_{\text{пер}} = 10^{-6} \text{ м}^2$ (для всех вариантов расчета);
- резонансная частота колебательного контура в МГц;
- эквивалентная индуктивность контура L_K в мкГ.

II. По формуле (2.1) для заданных параметров диодной структуры определяют зависимость барьерной емкости $C_{\text{бар}}$ от напряжения.

III. По формуле (2.2) для тех же параметров диодной структуры определяют зависимость толщины обедненного слоя $L_{\text{об}}$ от напряжения обратного смещения перехода.

IV. Результаты расчетов должны быть представлены в виде таблиц и графических зависимостей $L_{\text{об}}$ и $C_{\text{бар}}$ от напряжения. По вычисленным значениям этих параметров выбирается не более 10 точек на вольт-фарадной характеристике перехода; выбирается максимальное значение обратного напряжения 20 В при расчетах через каждые 1,0 В.

V. По заданным значениям резонансной частоты f_0 и эквивалентной индуктивности L_K при $C_{\text{бар}} = 0$ определяют собственное значение емкости C_K колебательного контура. Результаты расчетов частоты колебательного контура при изменении напряжения на викапе (2.3) необходимо представить в виде таблиц и графических зависимостей.

VI. По графическим зависимостям $C_{\text{бар}}(U)$ и формуле (2.4) определяется диапазон перестройки частоты колебательного контура (в линейном приближении, соответствующем малым изменениям напряжения на диоде).

VII. По результатам расчетов необходимо составить заключение о влиянии параметров полупроводникового материала диодной структуры на модуляционную характеристику колебательного контура.

Примечание. Общее количество графических зависимостей в каждом из вариантов расчетов составляет 6 для указанных типов полупроводниковых материалов.

Таблица 2.1. Исходные данные для проведения расчетов

№ варианта	Материал диодной структуры	Концентрация примеси		Резонансная частота контура f_0 , МГц	Эквивалентная индуктивность контура L_K , мкГ
		N_A , $\times 10^{16} \text{ см}^{-3}$	N_D , $\times 10^{14} \text{ см}^{-3}$		
1	Si, Ge	1,0	2,0	10	100
2	Ge, GaAs	2,5	3,0	20	90
3	Si, Ge	3,0	4,0	30	80
4	Ge, GaAs	3,5	5,0	40	70
5	Si, Ge	4,0	6,0	50	60
6	Ge, GaAs	4,5	7,0	60	50
7	Si, Ge	5,0	8,0	70	40
8	Ge, GaAs	6,5	9,0	80	30
9	Si, Ge	7,0	10,0	100	20
10	Ge, GaAs	7,5	20,0	110	10
11	Si, Ge	1,0	2,0	10	100
12	Ge, GaAs	2,0	5,0	20	80
13	Si, Ge	3,0	7,5	30	70
14	Ge, GaAs	4,5	10,0	40	65
15	Si, Ge	5,0	12,5	50	60
16	Ge, GaAs	1,5	2,5	55	50
17	Si, Ge	2,0	3,5	60	40
18	Ge, GaAs	5,0	10,0	65	35
19	Si, Ge	2,5	1,5	70	50

20	Ge, GaAs	7,5	12,0	75	60
21	Si, Ge	10,0	15,0	100	20
22	Si, GaAs	5,0	10,0	75	30
23	Si, Ge	6,0	2,5	125	10
24	Si, GaAs	3,5	5,0	100	15
25	Si, Ge	2,5	5,0	85	20

Контрольные вопросы

1. Пояснить, при каких допущениях относительно структуры p-n – перехода выведены расчетные соотношения (2.1) и (2.2).
2. От какого параметра диодной структуры в наибольшей степени зависит величина барьерной емкости перехода.
3. В какой области изменения обратного напряжения возможно линейное представление экспериментально полученной зависимости $C_{бар}(U)$.
4. Привести примеры использования варикапов в резонансных колебательных системах.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.:Атомиздат. 1980. 392 с.

*Работа 3***Вольтамперные и световые характеристики фотодиода****Цель работы**

- I. Расчет и построение вольтамперных характеристик фотодиода при его различной освещенности.
- II. Расчет и построение световых характеристик освещенного р – n-перехода.

Исходные представления и расчетные соотношения

Фотодиод представляет собой полупроводниковый диод, сконструированный таким образом, что в активной области структуры эффективно воспринимается оптическое излучение и под действием света различной интенсивности происходит изменение вольтамперных характеристик диода. Фотодиод может применяться в двух режимах – фотодиодном и в режиме генерации фото-ЭДС (рис. 3.1). Эти режимы реализуются на различных участках вольтамперной характеристики освещенного светом р – n-перехода.

В фотодиодном режиме на переход подается обратное напряжение и при отсутствии освещения в цепи протекает так называемый темновой ток I_0 , вызванный термогенерацией носителей заряда в полупроводнике. При освещении перехода происходит генерация электронно-дырочных пар, с увеличением интенсивности светового потока возрастает концентрация неравновесных носителей заряда вблизи перехода, что приводит к снижению потенциального барьера на переходе и возникновению диффузионного тока основных носителей. Возникающая при этом разность потенциалов, на величину которой снижается потенциальный барьер в переходе, называется фотоэлектродвижущей силой. Во внешней цепи,

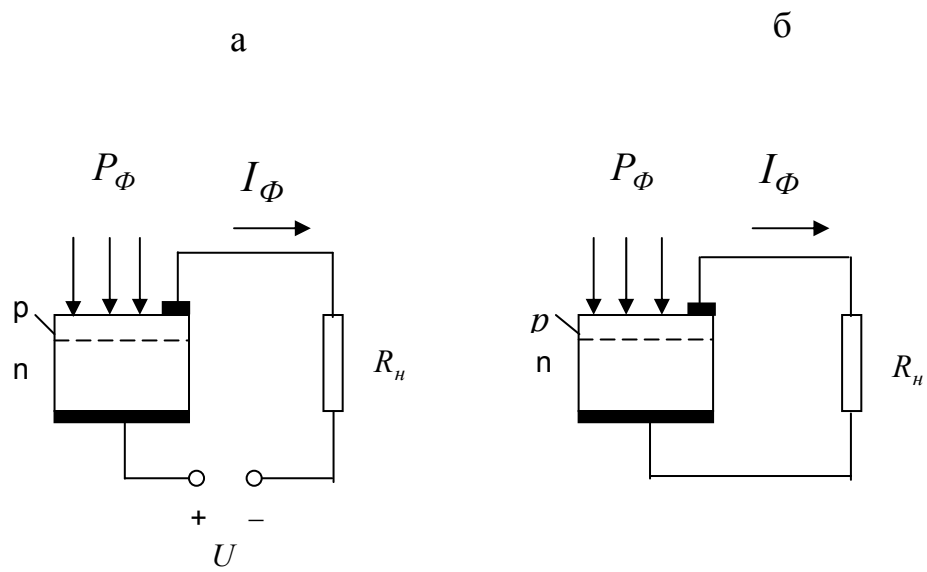


Рис. 3.1. Фотодиодный режим $p - n$ -перехода (а) и режим генерации фото-ЭДС (б)

соединяющей области полупроводника, образующие $p - n$ -переход, протекает так называемый фототок I_ϕ , пропорциональный мощности светового потока и совпадающий по направлению с током обратно смещенного перехода. В результате к обратному току перехода добавляется ток I_ϕ . Эта часть характеристик называют характеристиками фотодиодного включения освещенного $p - n$ -перехода.

При прямом смещении перехода в области значений токов и напряжений, соответствующих первому квадранту вольтамперной характеристики, возникающий под действием света фототок вычитается из диффузионного тока перехода и эта часть вольтамперных характеристик соответствует меньшим значениям тока по сравнению с неосвещенным переходом. Вольтамперные характеристики освещенного перехода в четвертом в четвертом квадранте являются характеристиками полупроводникового фотоэлемента, являющегося источником электрической энергии.

Вольтамперную характеристику освещенного перехода можно представить в виде:

$$I(U) = I_0 \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) - I_\phi = I_0 \left(\exp \frac{U}{\phi_T} - 1 \right) - I_\phi, \quad (3.1)$$

$$I_\phi = q \frac{P_\phi}{h\nu} \eta \delta, \quad (3.2)$$

здесь P_ϕ - мощность падающего оптического излучения, $h\nu$ - энергия фотонов на заданной длине волны оптического излучения, η - квантовая эффективность, характеризующая отношение числа генерируемых в единицу времени электронно-дырочных пар к общему числу падающих фотонов $P_\phi/h\nu$, δ - коэффициент собирания носителей заряда, определяющий число пар носителей зарядов, которые не рекомбинируют в толще и на поверхности полупроводника и достигают запирающего слоя ($\delta \leq 1$). При расчетах квантовой эффективности η необходимо учитывать поглощение оптического из-

лучения в полупроводниковой структуре, которое в общем случае можно оценить с помощью соотношения:

$$\beta = (1 - R)[1 - \exp(-\alpha_0 W_1)], \quad (3.3)$$

в этом соотношении R - коэффициент отражения светового потока от поверхности активной структуры фотодиода, α_0 - коэффициент поглощения излучения света в полупроводнике, характеризующий уменьшение интенсивности светового потока на единице длины и имеющий размерность см^{-1} , W_1 - толщина области поглощения света в структуре фотодиода.

Падающий на диодную структуру свет, затухая в полупроводнике по экспоненциальному закону в зависимости от значения коэффициента поглощения α_0 , вызывает появление возбужденных световым потоком носителей заряда. По мере уменьшения коэффициента отражения от поверхности кристалла и увеличения толщины области поглощения света повышается квантовая эффективность фотодиода. При этом следует учитывать, что время диффузии носителей заряда к переходу и время дрейфа их в поле перехода определяют инерционные свойства фотодиода. Как показывает анализ, наилучшее соотношение между квантовой эффективностью и быстродействием фотодиода достигается при условии $W_1 \approx 1/\alpha_0$.

Использование формулы (3.3) для определения квантовой эффективности фотодиода требует знания оптических характеристик применяемого полупроводника, зависящих от конкретной структуры фотодиода и технологии его изготовления. В связи с этим при проведении расчетов можно ограничиться результатами теоретических исследований и испытаний типовых фотодиодных структур, которые в расчетной работе рассматриваются в качестве исходных данных. Эти данные представлены на рис.3.2 в виде зависимостями квантовой эффективности от длины волны.

Расчет вольтамперных характеристик фотодиода связан с определением составляющей обратного тока перехода I_0 . Это ток неосвещенного фото-

диода при обратном смещении перехода, который зависит от площади перехода, степени легирования материала (p_{n0} и n_{p0}) и параметров полупроводника (D_p, D_n, L_p и L_n). При ширине p - и n - областей перехода $W_p \gg L_n$, $W_n \gg L_p$ величину тока I_0 , как и расчетной работе по изучению вольтамперных характеристик полупроводникового диода (см. расчетную работу 1), можно определить из соотношения:

$$I_0 = qS \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right), \quad (3.4)$$

в котором p_{n0} и n_{p0} - концентрации неосновных носителей в p - и n - областях в равновесном состоянии перехода,

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}, \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}, \quad (3.5)$$

n_i - концентрация носителей в собственном полупроводнике, N_D и N_A - концентрации донорной и акцепторной примесей, L_n и L_p - диффузионные длины электронов и дырок, D_n и D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок. Необходимые для расчетов значения параметров полупроводников представлены в расчетной работе 1 (табл. 1.1).

Величину температурного потенциала в формуле (3.1) $\varphi_T = kT/q$ ($q = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона) можно определять по приближенной формуле $\varphi_T \approx T/11600$ В, в которой температура T выражена в единицах К. При расчетах принимается значение $T = 300$ К, при этом $\varphi_T \approx 0,026$ В.

Вольтамперные характеристики фотодиода по своему виду аналогичны выходным характеристикам транзистора в схеме с общей базой. Световой поток выполняет роль эмиттера, инжектирующего носители заряда в полупроводниковую структуру, которые диффундируют затем к переходу, выполняющему роль коллектора транзистора. При модуляции светового по-

тока на нагрузочном резисторе в цепи фотодиода создается падение напряжения, пропорциональное модулирующему сигналу. Это свойство фотодиода позволяет использовать его в качестве приемников светового излучения в оконечных устройствах линий оптической связи и измерять энергетические параметры световых потоков.

Значения токов и напряжений, соответствующих части вольтамперной характеристики фотодиода, расположенной в четвертом квадранте, соответствует случаю, когда освещенный $p-n$ -переход является источником электрической энергии. В режиме холостого хода, когда $I(U)=0$, значения

$$U_{xx} = \varphi_T \ln \left(\frac{I_\Phi}{I_0} + 1 \right) \quad (3.6)$$

определяют ЭДС полупроводникового фотоэлемента, напряжение на зажимах которого при $I_\Phi \gg I_0$ растет с увеличением мощности светового потока по логарифмическому закону.

Связь фототока освещенного светом полупроводникового диода с мощностью светового потока обычно выражают через монохроматическую (спектральную) чувствительность прибора $s_\Phi(\lambda) = I_\Phi / P_\Phi(\lambda)$ на заданной длине волны λ :

$$s_\Phi(\lambda) = \delta \eta \frac{q}{hc} \lambda. \quad (3.7)$$

Граница чувствительности в области больших длин волн определяется шириной запрещенной зоны полупроводникового материала ΔE_g . Пороговая длина волны (красная граница фотоэффекта), выраженная в микрометрах, вычисляется из простого соотношения:

$$\lambda_{zp} = 1,24 / \Delta E_g, \quad (3.8)$$

в этом приближенном численном соотношении ширина запрещенной зоны выражена в эВ. В работе необходимо вычислить пороговые длины волн для полупроводниковых материалов (кремния, германия и арсенида галлия), ис-

ходя из данных по ширине запрещенной зоны для выбранных в варианте задания полупроводников.

В области коротких волн максимальную чувствительность для рассматриваемых фотодиодов можно приближенно определить из соотношения:

$$s_{\Phi \text{ макс}} \approx 0,8 \lambda_{\text{зр}} \approx \Delta E_g^{-1}, \quad (3.9)$$

(здесь $s_{\Phi \text{ макс}}$, A/Bm ; $\lambda_{\text{зр}}$, мкм ; ΔE_g , эВ). В этой области длин волн наблюдается уменьшение чувствительности фотодиода, которое объясняется уменьшением длины поглощения света вблизи поверхности и возрастанием потерь за счет поверхностной рекомбинации возбужденных световым потоком носителей заряда.

При проведении расчетов следует воспользоваться приближенными соотношениями для оценки энергии квантов и мощности светового излучения: $h\nu = \frac{1,986}{\lambda} 10^{-19} \text{ Дж}$, $h\nu = \frac{1,24}{\lambda} \text{ эВ}$ (здесь длина волны λ выражена в микрометрах). При определении интенсивности светового потока необходимо учитывать соотношение между используемыми единицами измерений мощности: $1 \text{ лм} = 10^{-7} \text{ Вт}$.

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры диодной структуры, необходимые для проведения расчетов (см. таблицу 3.1):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- диффузионные длины электронов и дырок L_n и L_p в см ;
- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A в см^{-3} ;
- площадь перехода $S_{\text{пер}}$ в см^2 ;
- длины волн светового излучения λ в мкм ,

- значения интенсивности светового потока в *лм*.

II. По формуле (3.1) производится расчет вольтамперной характеристики диода при отсутствии освещенности ($P_{\phi} = 0$) для заданных в табл. 3.1 полупроводниковых материалов.

III. По формуле (3.2) определяются величины фототока при значениях интенсивности светового потока, указанных в варианте расчета. Квантовая эффективность фотоэффекта на заданных длинах волн учитывается в соответствии данными, представленными на рис. 3.2. При расчетах принимается значение коэффициента собирания носителей $\delta = 1$, что обосновывается оптимальной конструкцией фотодиода, при которой наиболее эффективно поглощение в базе монохроматического светового излучения.

IV. В соответствии с формулой (3.1) производится расчет и построение вольтамперных характеристик фотодиода при его различной освещенности для значений светового потока, указанных в табл. 3.1.

V. По формуле (3.6) производится расчет и построение зависимости напряжения холостого хода от освещенности $p-n$ – перехода для значения температуры $T = 300\text{ K}$, при которой величина температурного потенциала φ_T приближенно равна $0,025\text{ В}$. Расчет производится для указанных в табл. 3.1 материалов диодной структуры и длин волн оптического излучения.

VI. Для этих полупроводниковых материалов по формулам (3.8) и (3.9) рассчитываются граничные длины волн оптического излучения и максимальные значения чувствительности фотодиодов, результаты расчетов следует представить в виде таблицы.

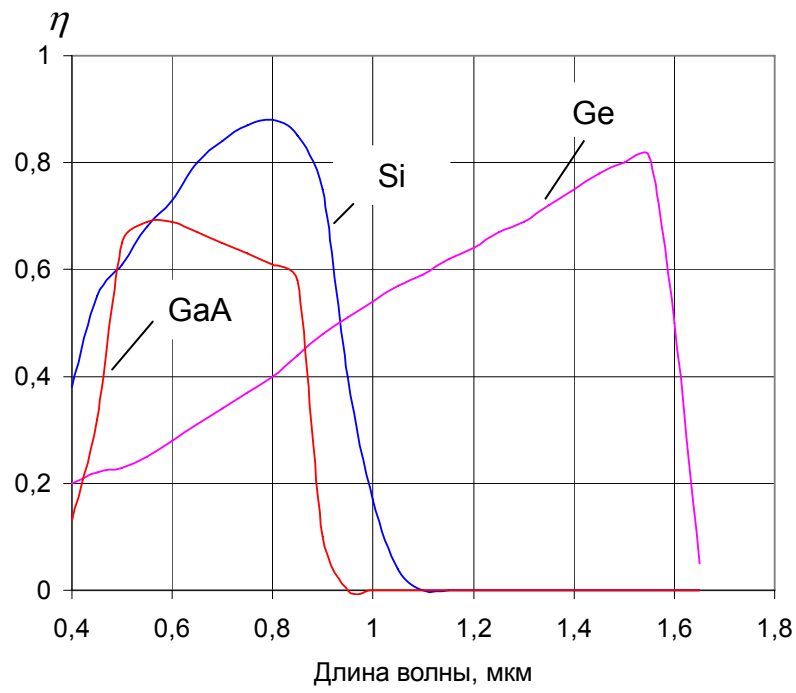


Рис. 3.2. Характеристики спектральной чувствительности фотоприемников для различных материалов диодных структур

Таблица 3.1. Исходные данные для проведения расчетов

№ вари- анта	$L_p, L_n,$		$N_A,$ $\times 10^{16}$ см^{-3}	$N_D,$ $\times 10^{14}$ см^{-3}	$S_{\text{пер}},$ $\times 10^{-4}$ см^2	$\lambda,$ мкм	$\Phi,$ $\times 10^{-3}$ лм
	Si, Ge $\times 10^{-2}$ см	GaAs $\times 10^{-4}$ см					
1	0,4	1,0	1,0	2,0	1,0	0,4	0; 1; 2
2	0,45	1,5	2,5	3,0	2,0	0,45	0; 3; 4
3	0,5	2,0	3,0	4,0	3,0	0,5	0; 4; 8
4	0,55	2,5	3,5	5,0	4,0	0,55	0; 3; 6
5	0,6	3,0	4,0	6,0	5,0	0,6	0; 5; 10
6	0,65	3,5	4,5	7,0	6,0	0,65	0; 6; 9
7	0,7	4,0	5,0	8,0	7,0	0,7	0; 6; 12
8	0,75	4,5	6,5	9,0	8,0	0,75	0; 7; 14
9	0,8	5,0	7,0	10,0	9,0	0,8	0; 7; 12
10	0,85	5,5	7,5	20,0	10,0	0,85	0; 8; 16
11	0,9	6,0	8,0	30,0	20,0	0,9	0; 9; 18
12	0,95	6,5	8,5	40,0	40,0	0,4	0; 10; 20
13	1,0	7,0	9,0	50,0	50,0	0,45	0; 12; 24
14	1,02	7,5	9,5	60,0	60,0	0,5	0; 13; 26
15	1,05	8,0	10,0	70,0	80,0	0,55	0; 14; 28
16	0,65	3,5	4,5	15	8,5	0,6	0; 15; 30
17	0,7	4,0	5,0	8	9,0	0,65	0; 16; 32
18	0,75	4,5	5,5	9	9,5	0,7	0; 17; 34
19	0,8	5,0	6,0	10	10,0	0,75	0; 18; 36
20	0,85	5,5	6,5	15	10,5	0,8	0; 20; 40
21	0,9	6,0	7,0	20	11,0	0,85	0; 10; 20
22	0,95	6,5	7,5	30	11,5	0,9	0; 12; 24
23	1,0	7,0	8,0	40	12,0	0,59	0; 13; 26
24	0,55	2,5	3,5	15	12,5	0,64	0; 14; 28
25	0,6	3,0	4,0	10	13,0	0,4	0; 15; 30

Контрольные вопросы

1. Объяснить механизм формирования тока через освещенный $p-n$ – переход и дать определение эффекта генерации фото-ЭДС.
2. При каких допущениях получено соотношение (7.1), описывающее вольтамперную характеристику фотодиода.
3. От каких параметров полупроводников и светового потока зависит чувствительность фотоприемника на основе $p-n$ – перехода.
4. В какой части вольтамперной характеристики реализуется режим преобразования энергии оптического излучения в электрическую энергию.
5. Пояснить, при каких условиях фотоэлемент выдает максимальную выходную мощность.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392 с.
3. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – М.: Радио и связь. 1989. 360 с.

Работа 4

Параметры и статические характеристики МДП транзистора

Цель работы

- I. Расчет величин порогового напряжения и крутизны стоко-затворной характеристики МДП транзистора при заданных геометрических и электрофизических параметрах структуры.
- II. Расчет и построение стоковых характеристик МДП транзистора при различных напряжениях на затворе.
- III. Расчет и построение стоково-затворных характеристик МДП транзистора при различных напряжениях между стоком и истоком.

Исходные представления и расчетные соотношения

МДП транзистор – это полупроводниковый прибор, принцип действия которого основан на формировании потока основных носителей, протекающего через проводящий канал между областями истока и стока и управляемого электрическим полем. В таком транзисторе под действием электрического поля, создаваемого изолированным управляющим электродом - затвором, изменяется проводимость полупроводника и соответствующий ток в проводящем канале. МДП транзистор является одним из типов полевых транзисторов, в которых используется движение носителей одного знака, по этой причине такие транзисторы униполярными, в отличие от биполярных, в которых носители обоих знаков.

В зависимости от типа проводимости канала различают транзисторы с каналом n- или p- типа. Проводящий канал может быть сформирован как в технологическом процессе изготовления МДП структуры, так и при воздействии на структуру электрического поля, создаваемого затвором. В первом случае это МДП транзистор с встроенным каналом с таким же типом проводимости, что и сильно легированные области истока и стока. В структуре с

индуцированным каналом возникновение тока между областями истока и стока возможно при превышении напряжением на затворе определенного порогового значения $U_{пор}$, при котором ток канале I_C зависит от напряжения на затворе и напряжения между стоком и истоком $U_{СИ}$. В данной расчетной работе в качестве исследуемой структуры рассматривается МДП транзистор с индуцированным n -каналом, который формируется в полупроводниковой подложке p -типа. Предполагается, что транзистор включен по схеме с общим истоком при отсутствии напряжения $U_{ПИ}$ между подложкой и истоком. При этом исключается влияние подложки на величину порогового напряжения и упрощаются расчетные соотношения, описывающие зависимости тока в канале I_C от напряжений $U_{СИ}$ и $U_{ЗИ}$.

В основе механизма действия такого транзистора рассматривается эффект поля в МДП структуре, которая состоит из металлического затвора, тонкого диэлектрического слоя толщиной d_D , полупроводниковой подложки с противоположной проводящему каналу типу проводимости и металлического электрода, обеспечивающего омический контакт с подложкой. В зависимости от знака и величины напряжения на затворе относительно подложки различают три режима приповерхностного слоя полупроводника: обеднения носителями заряда, инверсии типа проводимости и обогащения. В полупроводнике p -типа при увеличении напряжения на затворе последовательно возникают режимы обеднения и инверсии, последний соответствует формированию в МДП транзисторе индуцированного n -канала. Такой режим наступает при величине потенциала на поверхности полупроводника φ_S , превышающей пороговое значение

$$\varphi_{пор} = 2\varphi_T \ln(N_A/n_i), \quad (4.1)$$

здесь $\varphi_T = kT/q$ - тепловой потенциал, N_A - концентрация акцепторов в подложке, n_i - собственная концентрация носителей. Величину порогового

напряжения на затворе $U_{ЗИпор}$ определяют, исходя из идеализированной структуры транзистора, включающей слой диэлектрика и приповерхностной слой полупроводника, при условии нейтральности суммы всех зарядов в структуре. Как следует из представления о формировании структуры в виде плоского конденсатора, для расчета $U_{ЗИпор}$ можно использовать соотношение:

$$U_{пор} = d_{Д} \sqrt{2 \varepsilon_0 \varepsilon_{П} N_A \varphi_{пор}} / (\varepsilon_0 \varepsilon_{Д}) + \varphi_{пор} \quad (4.2)$$

Ввиду сложности проведения количественного анализа зависимости тока в канале МДП транзистора от напряжений на затворе и стоке $I_C(U_{ЗИ}, U_{СИ})$ при расчетах обычно используют простейшую аппроксимацию вольтамперной характеристики транзистора

Для моделирования и расчета параметров n-канального МДП транзистора обычно используют простейшую аппроксимацию вольтамперной характеристики в виде:

$$I_C = \beta \left[(U_{СИ} - U_{пор}) U_{СИ} - (U_{СИ}^2 / 2) \right] \quad (4.3)$$

при $U_{СИ} < U_{СИнас}$ (в крутой области стоковой характеристики) и

$$I_C = (\beta/2) (U_{ЗИ} - U_{пор})^2 \quad (4.4)$$

при $U_{СИ} > U_{СИнас}$ (в пологой области),

здесь $U_{СИнас}$ - напряжение между стоком и истоком, при котором плотность заряда электронов у стока становится очень малой и происходит перекрытие канала. Величина $U_{СИнас}$ определяется напряжением на затворе:

$$U_{СИнас} = U_{ЗИ} - U_{пор} \quad (4.5)$$

Параметр β - это удельная крутизна вольтамперной характеристики МДП транзистора:

$$\beta = \frac{\partial^2 I_C}{\partial U_{ЗИ} \partial U_{СИ}} \quad (4.6)$$

определяемая размерами структуры - длиной L и шириной канала b , подвижностью электронов в канале μ_n : и диэлектрической проницаемостью ε_d слоя изолятора между затвором полупроводником:

$$\beta = \varepsilon_0 \varepsilon_d \mu_n b / (L d_d) . \quad (4.7)$$

При постоянных напряжениях $U_{СИ}$, $U_{ПИ}$ величина $S = dI_C / dU_{ЗИ}$ определяет крутизну стоко-затворной характеристики. Для пологого участка стоковой характеристики из (4.4) следует, что

$$S = \beta (U_{ЗИ} - U_{пор}) . \quad (4.8)$$

Для повышения крутизны следует уменьшать толщину подзатворного диэлектрика и длину канала, кроме того, необходимо увеличивать подвижность носителей заряда в канале и его ширину. Подвижность электронов превышает подвижность дырок, следовательно, крутизна n -канальных транзисторов больше, чем p -канальных, при одинаковых размерах МДП структуры и напряжении на затворе $U_{ЗИ} - U_{пор}$.

В режимах насыщения тока в канале МДП транзистора необходимо учитывать влияние напряжения на стоке $U_{СИ} > U_{СИнас}$ на эффективную длину канала

$$L_1 = L - \Delta L(U_{СИ}) \quad (4.9)$$

$$\Delta L(U_{СИ}) = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{II} (U_{СИ} - U_{СИнас}) / q N_A} .$$

Величина $\Delta L(U_{СИ})$ характеризует длину перекрытия канала, связанную с толщиной обедненного слоя стокового перехода. Это явление называется эффектом модуляции длины канала.

При проведении расчетов для заданных параметров структуры следует оценить величину $\Delta L(U_{СИ})$ и определить значение $U_{СИ}$, при котором толщина обедненного слоя стокового перехода $\Delta L(U_{СИ})$ оказывается близкой к длине канала. При этом представленные выше соотношения неприменимы

для проведения расчетов, поскольку в этих режимах параметры и характеристики МДП транзистора определяются свойствами короткого канала, которые в данной работе не рассматриваются.

Необходимо особо отметить зависимость электрофизических параметров транзистора от свойств слоя диэлектрика, расположенного под затвором. Увеличение крутизны стоко-затворных (передаточных) характеристик, необходимое для увеличения тока в канале и повышения быстродействия МДП транзисторов, может быть достигнуто при использовании диэлектриков с большими значениями ε_D .

Современными методами создания диэлектрических слоев для микроэлектроники удастся достигнуть значений $\varepsilon_D \geq 30$. Это позволяет использовать МДП транзисторы с большей толщиной слоя диэлектрика и повышенным напряжением пробоя при необходимых для работы микросхем значениях крутизны стоко-затворных характеристик. Однако для создания таких структур требуется разработка весьма сложных технологических процессов, по этой причине обычно используют диэлектрические слои на основе окиси кремния SiO_2 .

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры МДП структуры, необходимые для проведения расчетов (см. табл.4.1 - 4.3):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- концентрации акцепторов в подложке N_A в см^{-2} ;
- длина L и ширина канала b в мкм ;
- диэлектрическая проницаемость ε_D применяемого в МДП структуре изолятора, заметим, что тип выбранного изолятора не связан с тех-

нологией изготовления транзистора и рассматривается в качестве примера используемого материала при проведении расчетов.

II. По формуле (4.1) определяют пороговое значение поверхностного потенциала φ_{nor} , соответствующее инверсии проводимости приповерхностного слоя полупроводника.

III. По формуле (4.2) определяют величину порогового напряжения на затворе, соответствующего формированию проводящего n- канала в полупроводниковой подложке.

IV. Для заданных параметров структуры по формулам (4.7) и (4.8) определяют удельную крутизну β и крутизну S стоко-затворной характеристики МДП транзистора при значении напряжения на затворе, соответствующем $U_{ЗИ} - U_{nor} = 1$ В.

V. По формулам (4.3) и (4.4) производят расчет и построение зависимости тока в канале $I_C(U_{СИ})$ от напряжения на стоке $U_{СИ}$ при заданных напряжениях на затворе $U_{ЗИ} = U_{nor} + \Delta U_{ЗИ}$ и значениях $\Delta U_{ЗИ} = 1$ В; 2В; 3В; 4В и 5В. Для каждого из значений $U_{ЗИ}$ производится расчет величин напряжения насыщения $U_{СИнас}$, позволяющего определить зависимости $I_C(U_{СИ})$ в крутой (4.3) и пологой (4.4) областях стоковой характеристики.

VI. По формулам (4.3) и (4.4) производят расчет и построение зависимости тока в канале $I_C(U_{ЗИ})$ от напряжения на затворе $U_{ЗИ}$ при заданных напряжениях на стоке $U_{СИ} = 1$ В; 5В и 10В и вычисленных значениях $U_{ЗИпор}$.

VII. По формулам (4.9) определяют толщину обедненного слоя стокового перехода и составляется заключение о возможном влиянии эффекта модуляции длины канала на параметры и характеристики МДП транзистора. При этом необходимо оценить напряжение на стоке $U_{СИ}$, при котором транзистор переходит в режим формирования короткого канала.

Таблица 4.1. Электрофизические параметры полупроводников, используемых в расчетных МДП структурах

Параметр полупроводниковой структуры	Полупроводник		
	Si	Ge	GaAs
Диэлектрическая проницаемость ϵ_D , отн. ед.	16	12	10,9
Собственные концентрации электронов и дырок при $T = 300$ К n_i и p_i , см ⁻³	$2,5 \times 10^{13}$	2×10^{10}	8×10^6
Подвижность электронов μ_n , см ² /с В	3800	1300	8500
Подвижность дырок μ_p , см ² /с В	1800	500	400

Таблица 4.2. Диэлектрические свойства изоляторов, используемых для расчета параметров и характеристик МДП транзисторов

Материал изолятора	Диэлектрическая проницаемость, ϵ_D
Оксид кремния SiO_2	4
Электротехническая керамика	6
Нитрид кремния Si_3N_4	7,5
Электроизоляционная пластмасса	9,5
Электроизоляционное стекло	13
Специальная керамика	31

Таблица 4.3. Исходные данные для проведения расчетов

№ ва- ри-анта	Материал МДП структуры		Концентра- ция примеси в подложке, N_D , 10^{15} , см $^{-3}$	Геометрические параметры структуры		
	Подложка	ϵ_D ,		Длина канала, L , мкм	Ширина канала, b , мкм	Толщина диэлектрика, d_D , мкм
1	Si	4,0	1	1,0	10	0,02
2	Si	4,0	2	0,4	10	0,03
3	Si	4,0	3	0,6	15	0,04
4	Si	4,0	4	0,8	20	0,05
5	Si	5,5	5	1,0	30	0,02
6	Ge	5,5	6	1,2	35	0,03
7	Si	5,5	7	1,4	20	0,04
8	Si	7,5	8	1,6	25	0,05
9	Si	7,5	9	1,8	30	0,02
10	Si	7,5	10	2,0	35	0,03
11	Si	7,5	1	2,4	40	0,04
12	Ge	5,5	2	2,8	45	0,05
13	Si	7,5	3	3,0	50	0,02
14	Ge	9,5	4	3,2	55	0,03
15	Si	9,5	5	3,4	60	0,04
16	Si	9,5	6	3,8	65	0,05
17	Si	13	7	4,0	70	0,02
18	Si	13	8	4,4	80	0,03
19	Si	7,5	9	4,8	75	0,04
20	Si	7,5	10	5,0	70	0,05
21	Ge	9,5	2	5,2	65	0,02
22	GaAs	9,5	4	5,4	60	0,03

23	Ge	13	6	5,6	55	0,04
24	Si	7,5	8	5,8	50	0,05
25	Si	7,5	10	6,0	55	0,03

Контрольные вопросы

1. Объяснить механизм формирования проводящего канала в МДП транзисторе.
2. Дать определение порогового потенциала на поверхности полупроводника и порогового напряжения в идеализированной МДП структуре.
3. Представить основные методы улучшения параметров МДП транзисторов.
4. Представить критерии длинного и короткого каналов в МДП транзисторах.
5. Обосновать выбор материала и толщины слоя диэлектрика для обеспечения необходимых значений напряжения пробоя на затворе и крутизны стоко-затворной характеристики.
6. Пояснить эффект модуляции длины канала при изменении напряжения между стоком и истоком.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392 с.
3. Шалимова К.В. Физика полупроводников. Учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат. 1985. 392 с.

Работа 5

Термоэмиссионные характеристики вакуумного диода

Цель работы

- I. Расчет и построение зависимости термоэмиссионного тока от температуры катода.
- II. Расчет и построение вольтамперной характеристики вакуумного диода при ограничении тока пространственным зарядом электронов.
- III. Расчет и построение зависимости анодного тока от напряжения при учете воздействия электрического поля на эмиссионные свойства катода.

Исходные представления и расчетные соотношения

Одним из основных элементов электровакуумных приборов является термоэмиссионный катод, обеспечивающий формирование электронных потоков в различных типах устройств для усиления, преобразования и передачи энергии. Физические процессы, происходящие в вакуумном диоде, являются наиболее общими для многих типов промышленных электронных приборов и экспериментальных исследований в области газоразрядной электроники.

Для использования в качестве катодов электровакуумных катодов пригодны различные типы материалов, обладающих термоэмиссионными свойствами. Плотность тока электронов J_S (А/м²), испускаемых термоэлектронным катодом, существенно зависит от температуры T и выражается формулой Ричардсона - Дешмана:

$$J_S(T) = A(1 - \gamma)T^2 \exp\left(-\frac{\varphi_0 - \Delta\varphi}{kT}\right), \quad (5.1)$$

в которой A - константа, определяемая выражением $A = 4\pi me k^2 / h^3$, учитывая значения физических констант, получаем $A = 1,2 \cdot 10^6$ в единицах $A / (m^2 \cdot K^2)$.

Величина φ_0 - работа выхода электрона из твердого тела, образующего материал катода, которая зависит от материала катода и состояния его поверхности и обычно выражается в электронвольтах. Работа выхода определяется разностью энергии электрона в свободном пространстве и энергии, соответствующей уровню электрохимического потенциала системы электронов в твердом теле (уровню Ферми). Работа выхода складывается в основном из работы по преодолению силы, действующей на электрон со стороны двойного слоя, и силы зеркального отображения. Двойной электрический слой образуется вылетевшими с поверхности катода электронами и положительными ионами решетки материала катода, испускающего электроны. В двойном слое формируется тормозящее для электронов электрическое поле. При удалении от поверхности катода на электрон действует удерживающая кулоновская сила, возникающая между электроном и наведенным в катоде зеркально расположенным положительным электрическим зарядом (сила зеркального отображения). Работа выхода любого материала зависит от таких физических характеристик, как степень загрязнения поверхности, температура материала и постоянная кристаллической решетки катода.

В формуле (5.1) γ - коэффициент Шоттки, который определяет вероятность того, что электрон с энергией, достаточной для того, чтобы покинуть поверхность катода, возвращается в катод. Заметим, что в соотношении для величины эмиссионного тока не учитывается влияние пространственного заряда, создаваемого вышедшими из катода электронами. Характерные значения работы выхода φ_0 и коэффициента γ для трех типов катодов представлены в табл. 5.1.

Таблица 5.1. Эмиссионные характеристики некоторых материалов, используемых в качестве катодов электронных приборов

Параметр термоэлектронной эмиссии	Материал катода		
	Чистый вольфрам	Торированный вольфрам	Оксидный катод
Работа выхода φ_0 , эВ	4,54	2,6	0,1 – 1,0
Коэффициент Шоттки, γ	0,5	0,87	0,9
Рабочая температура, К	2500	1900	1100
Эффективность, мА /Вт	4	50	100

Величина $\Delta\varphi$ характеризует уменьшение работы выхода электрона из катода, если вблизи его поверхности существует однородное электростатическое поле с напряженностью E . Для расчета влияния поля на эмиссионные характеристики катода можно воспользоваться соотношением

$$\Delta\varphi = \left(\frac{eE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{eU_A}{4\pi\epsilon_0 d} \right), \quad (5.2)$$

здесь U_A - напряжение на аноде, d - расстояние между анодом и катодом, величина $\Delta\varphi$ выражена в эВ. Это соотношение характеризует стимулирование электронной эмиссии под действием приложенного электрического поля. При этом действие внешнего электростатического поля сводится к компенсации кулоновской силы, действующей на электрон со стороны двойного слоя, и силы зеркального отображения. Заметим, что кулоновская сила притяжения электрона к катоду возникает, когда электрон выходит на расстояние от его поверхности, намного большее параметра кристаллической решетки. Подставив численные значения входящих в формулы (5.1) и (5.2) величин, можно убедиться, что для возрастания термоэлектронной эмиссии

катода, к примеру, на 15 % необходимо приложить внешнее поле с напряженностью у катода около 10^5 В/м при рабочей температуре катода 1000 К.

Как следует из таблицы 5.1, вольфрамовые катоды работают при высокой температуре и обладают низкой эффективностью по отношению к мощности нагревателя, что обусловлено высоким значением работы выхода φ_0 для этого материала. Поэтому вольфрамовые катоды используются исключительно в электронных приборах большой мощности, когда проявляется их отличительная способность противостоять бомбардировке положительными ионами с высокой энергией.

Использование вольфрама, легированного карбидом вольфрама, гафнием или цирконием, позволяет увеличить эффективность и срок службы катода. Нанесение слоя веществ с меньшей работой выхода на поверхность вольфрама приводит к переходу электронов внутрь катода и образованию на поверхности вольфрама положительных ионов, которые формируют внутренний электрический слой. Электрическое поле в этом слое ускоряет выходящие из катода электроны, при этом уменьшается работа выхода, возрастает эффективность катода при уменьшении рабочей температуры, определяемой мощностью нагревателя.

В зависимости от вида нагрева катода различают катоды прямого и косвенного накала. Из чистого вольфрама изготавливают катоды прямого накала. Катод из торированного вольфрама обладает более низкой рабочей температурой при большей эффективности по отношению к мощности нагревателя. В большинстве электронных приборах используются оксидные катоды косвенного накала (в частности, из никеля, покрытого окисью бария или стронция), которые являются самыми низкотемпературными из применяемых катодов, при этом имеют высокую эффективность по отношению к мощности нагревателя. Существуют и другие типы катодов, позволяющие получать значительные плотности эмиссионного тока при необходимом

сроке службы в различных эксплуатационных режимах электронных устройств.

При рассмотрении процессов в вакуумном диоде, характеристики которого рассчитываются в данной работе, следует учитывать режимы ограничения тока, связанные с влиянием поля пространственного заряда электронов, эмитируемых из катода. Теоретически задача об ограничении тока вакуумного диода пространственным зарядом электронов решается в представлении диода с плоскопараллельными электродами достаточно большой протяженности, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами. При этом рассматривается однородное электрическое поле между катодом и анодом и принимаются следующие допущения: катод представляет собой источник с неограниченной эмиссией электронов, вблизи катода электроны обладают нулевой начальной скоростью и напряженность электрического у катода равна нулю. Решение уравнения Пуассона при указанных начальных и граничных условиях позволяет определить распределение потенциала в диоде $U(x)$ и плотность анодного тока J_A , ограниченного пространственным зарядом:

$$U(x) = U_A \left(\frac{x}{d} \right)^{4/3}, \quad (5.3)$$

$$J_A = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U_A^{3/2}}{d^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_A^{3/2}}{d^2}. \quad (5.4)$$

Как видно из соотношений (5.3) и (5.4), из-за влияния электронов пространственного заряда распределение электрического поля отличается от линейного распределения, характерного для плоского конденсатора при отсутствии зарядов в промежутке между электродами. Величина анодного тока оказывается пропорциональной напряжению в степени три вторых, поэтому представленная зависимость тока от напряжения называется “законом степени трех вторых”. При значениях $J_A \geq J_S(T)$ величина анодного тока

достигает предельного значения, определяемого температурой катода, и не зависит от анодного напряжения. В связи с этим можно представить вольт-амперную характеристику вакуумного диода с термоэмиссионным катодом, состоящую из двух частей, в зависимости от ограничения тока в диоде пространственным зарядом электронов и достижением предельных значений тока. На начальном участке вольтамперной характеристики величина анодного тока $J_A \sim U_A^{3/2}$, при этом электрическое поле в промежутке между электродами обеспечивает компенсацию пространственного заряда электронного облака вблизи катода и прохождение электронов к аноду. При величине тока, достигающей значений $J_S(T)$, наблюдается переход в режим насыщения анодного тока с относительно слабой зависимостью от напряжения вследствие уменьшения работы выхода под действием электрического поля вблизи катода.

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры вакуумного диода, необходимые для проведения расчетов (см. табл.5.1 и 5.2):

- материал катода – чистый вольфрам, торированный вольфрам и оксидный катод;
- два значения d_1 и d_2 расстояния между анодом и катодом;
- максимальное анодное напряжение $U_{A \max}$.

II. По формуле (5.1) для заданных параметров диода определяют зависимость эмиссионного тока от температуры катода при $\Delta\varphi=0$ и поправку на величину тока, обусловленную влиянием электрического поля у катода при максимальном значении анодного напряжения. Расчеты проводятся при изменении температуры катода в пределах 0,75 – 1,5 от рабочей температуры, указанной в таблице 5.1 для выбранного материала катода.

III. По формуле (5.4) производится расчет вольтамперной характеристики диода при ограничении тока пространственным зарядом электронов для двух расстояний между анодом и катодом при рабочей температуре катода (см. табл. 5.1). Расчеты проводятся до режима насыщения анодного тока, при котором $I_{A\text{ макс}} = I_S(T)$. Результаты расчетов должны быть представлены в виде графических зависимостей тока от напряжения и при вычисленном максимальном значении тока выбирается не более 10 точек на вольтамперной характеристике диода.

IV. Учет влияния электрического поля у катода на его эмиссионные свойства производится в режимах насыщения разрядного тока, при которых наблюдается слабая зависимость тока от напряжения. Результаты расчетов представляются на одном графике зависимости $I_A = f(U_A)$, учитывающей оба фактора ограничения анодного тока (пространственным зарядом электронов и температурой катода).

V. По результатам расчетов необходимо составить заключение о зависимости термоэмиссионных свойств вакуумного диода от его параметров и напряженности электрического поля.

Таблица 5.2. Исходные данные для проведения расчетов

№ варианта	Материал катода	Расстояние между анодом и катодом		Максимальное анодное напряжение $U_{A\text{ макс}}, \text{ В}$
		$d_1, \text{ см}$	$d_2, \text{ см}$	
1	Чистый вольфрам	0,5	1,5	1000
2	Торированный вольфрам	0,5	1,5	500
3	Оксидный катод	0,5	1,5	300
4	Чистый вольфрам	0,3	1,0	500
5	Оксидный катод	0,3	1,0	400
6	Торированный вольфрам	0,3	1,0	700
7	Чистый вольфрам	1,0	2,0	600

8	Оксидный катод	1,0	1,5	200
9	Чистый вольфрам	0,8	1,6	400
10	Оксидный катод	0,4	0,8	300
11	Чистый вольфрам	1,5	2,5	600
12	Оксидный катод	1,0	1,5	300
13	Чистый вольфрам	1,5	3,0	1200
14	Торированный вольфрам	1,0	2,5	1000
15	Чистый вольфрам	1,5	3,5	1500
16	Оксидный катод	1,0	3,0	200
17	Торированный вольфрам	1,5	4,0	700
18	Чистый вольфрам	3,0	5,0	2000
19	Оксидный катод	2,0	5,0	1100
20	Чистый вольфрам	3,5	7,5	900
21	Торированный вольфрам	2,5	6,5	800
22	Оксидный катод	2,0	4,5	600
23	Чистый вольфрам	3,5	5,5	1600
24	Торированный вольфрам	2,5	5,0	1800
25	Чистый вольфрам	1,5	4,5	1200

Контрольные вопросы

1. Указать преимущества и недостатки различных типов материалов, используемых в качестве катодов промышленных электровакуумных приборов.
2. Пояснить физический смысл работы выхода при эмиссии электронов из катода.
3. Объяснить различия в режимах работы вакуумного диода при ограничении тока пространственным зарядом электронов и насыщении тока при заданной температуре катода.

4. Пояснить физические принципы и граничные условия, которые используются при выводе зависимости тока от напряжения в планарном диоде.
5. Представить зависимость тока от напряжения вакуумного диода при цилиндрической конструкции анода и катода.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392 с.
3. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике (с решениями и комментариями). М. Издательство «Мир». 1975. 264 с.

Работа 6

Траектории электронного пучка в электровакуумных приборах с электростатическим отклонением

Цель работы

- I. Расчет и построение траектории электронов в отклоняющей системе и при движении к экрану.
- II. Расчет и построение частотной зависимости чувствительности осциллографа к электростатическому отклонению.
- III. Расчет и построение интерференционных фигур на экране осциллографа.

Исходные представления и расчетные соотношения

В осциллографе с электростатическим отклонением ускоренный электронный пучок, сформированный электронной пушкой, поступает в электрическое поле между отклоняющими пластинами, на которые подается переменное напряжение $\tilde{U}$. Начальная скорость электронов определяется напряжением на ускоряющем электроде электронной пушки. Для понимания процессов, происходящих в электронно-лучевой трубке, рассмотрим движение электронов в электрическом поле, направленном под прямым углом к их начальной скорости. Представим для определенности, что в геометрии отклоняющей системы, представленной на рис.6.1, электрическое поле определяет отклонение электронного пучка в направлении оси Y . Зависимость смещения электронов к одной из пластин отклоняющей системы от расстояния вдоль оси входящего пучка описывается уравнением параболы, поскольку под действием поля электроны ускоряются в направлении оси Y и в процессе отклонения составляющая скорости пучка вдоль оси X не меняется. Полное отклонение электронного пучка в плоскости экрана трубки складывается из смещения

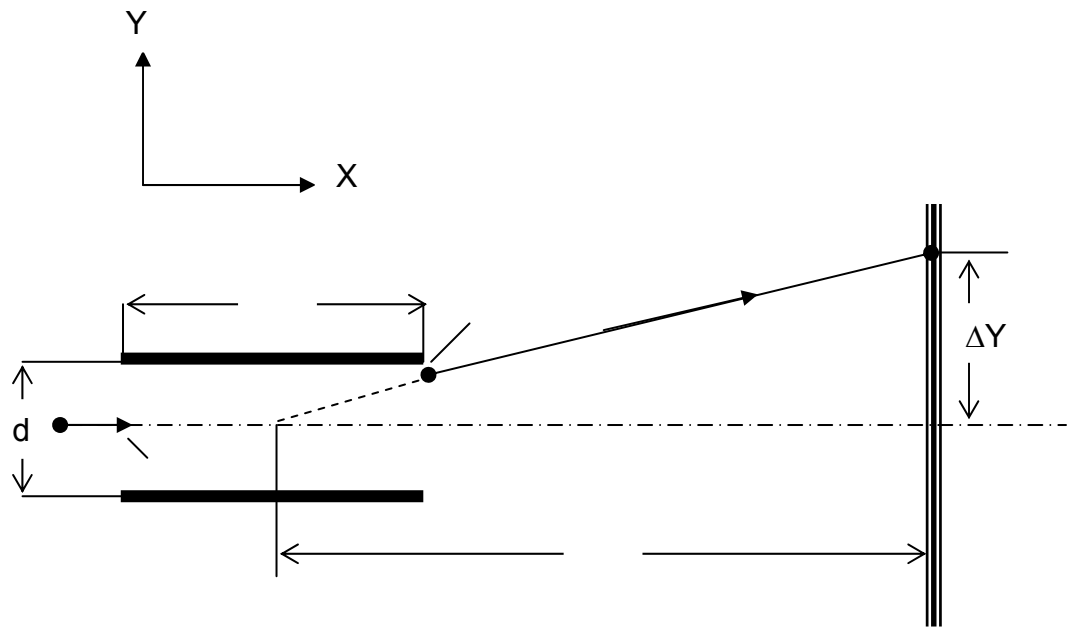


Рис.6.1. Траектория электрона, движущегося между отклоняющими пластинами с последующим перемещением к экрану

электронов в поле отклоняющих пластин и смещения электронов после выхода их из поля при равномерном прямолинейном движении к экрану под углом к оси. Движение электронов в пространстве между пластинами на участке траектории АВ определяется уравнением параболы, на участке траектории ВС электроны движутся прямолинейно. При этом смещение электронов под действием электрического поля ΔY зависит от величины напряжения между пластинами.

В электронном осциллографе происходит формирование электрических сигналов, поступающих на две пары пластин, которые обеспечивают в плоскости экрана горизонтальное и вертикальное отклонение электронного пучка. При этом становится возможным наблюдение временной зависимости сигналов и определение их параметров (частоты, фазового сдвига и амплитуды).

Проводимые в работе расчеты позволяют изучить особенности движения электронов в статическом и переменном полях в пространстве между отклоняющими пластинами. Смещение электронов в электрическом определяется из выражения:

$$\Delta Y_1 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E_y \frac{x^2}{v_0^2}, \quad (6.1)$$

в котором $E_y = \tilde{U}/d$ - напряженность электрического поля между пластинами, e/m - отношение заряда электрона к его массе, v_0 - начальная скорость электронов, определяемая напряжением на ускоряющем электроде электронной пушки U_0 :

$$v_0 = \left(\frac{2eU_0}{m} \right)^{1/2}. \quad (6.2)$$

При проведении расчетов можно пользоваться соотношением, связывающим энергию электрона eU_0 в эВ, приобретаемую в поле ускоряющего

электрода, со скоростью: $v_0 = 5,93 \times 10^5 (eU)^{1/2}$ [м/с]. В этом соотношении учтены значения заряда и массы электрона, выраженные в единицах Международной системы.

На выходе из электрического поля между пластинами электроны смещаются на расстояние (6.1) при $x=L$. Полное отклонение электронов в плоскости экрана определяется отклоняющим напряжением $\tilde{U}$ и потенциалом ускоряющего электрода, а также расстоянием между отклоняющей системой и экраном и размерами пластин:

$$\Delta Y = \frac{e\tilde{U}}{m d} \frac{L}{v_0^2} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{U}}{U_0} \frac{l L}{d}. \quad (6.3)$$

Чувствительность к электростатическому отклонению определяется как отклонение при напряжении между пластинами 1 В:

$$h_{откл} = \frac{1}{2} \frac{l L}{U_0 d}. \quad (6.4)$$

Для повышения чувствительности необходимо создавать электронно-лучевые трубки достаточно большой длины при малом ускоряющем потенциале U_0 . Однако, чтобы получить максимально возможную яркость пятна, значение ускоряющего потенциала должно быть большим. Поэтому, выбирая значения этих параметров приходится идти на компромисс между этими противоречивыми требованиями.

Из-за конечного времени пролета электронов вдоль отклоняющих пластин чувствительность к отклонению электронного луча зависит от частоты отклоняющего напряжения на пластинах. При этом чувствительность становится равной нулю, если время пролета $\tau_{np} = l/v_0$ кратно периоду переменного напряжения и частота принимает значения $f = n/\tau_{np}$ ($n=1,2,\dots$). Критическое значение частоты, соответствующее нулевой чувствительности к отклонению, задается формулой:

$$f_{кр} = \frac{v_0}{l} = \frac{1}{l} \left(\frac{2eU_0}{m} \right)^{1/2}. \quad (6.5)$$

Эта частота зависит от ускоряющего напряжения и длины пластин. Помимо этого, на частотные свойства осциллографа с электростатическим отклонением оказывает влияние емкость между пластинами, которая увеличивается с уменьшением расстояния между пластинами для обеспечения более высокой чувствительности трубки. В данной работе следует ограничиться влиянием размеров пластин на частотные свойства отклоняющей системы.

Для оценки эффективности отклоняющего действия переменного электрического поля вводят понятие динамической чувствительности, которая связана со статической чувствительностью $h_{откл}$ (6.4), следующей зависимостью:

$$h_{откл}^*(f) = h_{откл} \frac{\sin(\pi f \tau_{np})}{\pi f \tau_{np}} = h_{откл} \frac{\sin(\omega \tau_{np} / 2)}{\omega \tau_{np} / 2}, \quad (6.6)$$

здесь $\omega = 2\pi f$. Параметр $\omega \tau_{np}$ называется углом пролета, который определяет изменение фазы переменного управляющего напряжения за время пролета электронами отклоняющих пластин.

При осциллографических измерениях частоты на пластины вертикального и горизонтального отклонения подают переменные напряжения различной частоты, одна из которых f_X является частотой исследуемого сигнала, а вторая f_Y является известной частотой. Для получения на экране осциллографа неподвижной фигуры необходимо выполнение следующего соотношения:

$$f_X / f_Y = m/n \quad (6.7)$$

где m и n - целые числа. Форма фигур зависит от соотношения этих чисел и начальных фаз сравниваемых колебаний $\Delta\varphi$. При проведении расчетов исходить из того, что положение луча на экране осциллографа определяется координатами X и Y , обусловленными смещением электронного пучка при

прохождении между горизонтально и вертикально отклоняющими пластинами:

$$X = A_X \sin \omega_X t = A_X \sin 2\pi \frac{t}{T_X}, \quad (6.8)$$

$$Y = A_Y \sin(\omega_Y t + \Delta\varphi) = A_Y \sin(2\pi \frac{t}{T_Y} + \Delta\varphi), \quad (6.9)$$

здесь $T_X = 1/f_X$ и $T_Y = 1/f_Y$ - соответствующие периоды переменных напряжений, подаваемых на горизонтально и вертикально отклоняющие пластины. При проведении расчетов фазовый сдвиг предполагается равным 0 и $\pi/2$.

Для определения фазового сдвига между напряжениями одинаковой частоты эти напряжения подают на входы горизонтального и вертикального отклонения. Положение электронного луча на экране осциллографа определяется соотношениями (6.8) и (6.9), в которых принимается $T_X = T_Y$ и $A_X = A_Y$ (последнее условие обеспечивается регулировкой коэффициентов усиления в каналах горизонтального и вертикального отклонения). При этом на экране осциллографа наблюдается фигура в форме эллипса, в котором отношение малой оси a к большой оси b характеризует величину фазового сдвига $\Delta\varphi$:

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi/2) = a/b. \quad (6.10)$$

Заметим, что при нулевом фазовом сдвиге на экране осциллографа наблюдается наклонная прямая линия.

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры, необходимые для проведения расчетов (см. табл. 6.1):

- длина отклоняющих пластин l и расстояние между ними d ;
- расстояние до экрана электронно-лучевой трубки L ;

- ускоряющее напряжение U_0 ;
- переменное напряжение на отклоняющих пластинах $\tilde{U}$;
- частоты напряжений на горизонтально (f_X) и вертикально (f_Y) отклоняющих пластинах;
- фазовый сдвиг между напряжениями U_X и U_Y .

II. Траектории электронного пучка в пространстве между отклоняющими пластинами рассчитываются по формуле (6.1), в которой напряженность электрического поля задается для значений переменного напряжения $\tilde{U}$ выбранного варианта расчета. Положение электрона в отклоняющей системе ΔY_1 определяется при значениях $x=0; \frac{l}{4}; \frac{l}{2}; \frac{3l}{4}; l$. На участке траектории от $x=l$ до $x=L$ определяется полное отклонение электронного пучка ΔY по формуле (6.3). Результаты расчетов для выбранных значений ускоряющего напряжения и переменного напряжения на пластинах представляются в графическом виде.

III. Расчет и построение частотной характеристики отклоняющей системы. По формуле (6.4) необходимо определить чувствительность к электростатическому отклонению и по формуле (6.5) критическое значение частоты переменного напряжения на отклоняющих пластинах при заданных значениях l и U_0 . По формуле (6.6) определяют зависимость от частоты отношения $h_{откл}^*(f)/h_{откл}$ при значениях нормированной частоты $f/f_{кр}$ в пределах от 0 до 2,0 с шагом 0,2.

IV. Расчет и построение фигур на экране осциллографа при переменных напряжениях различной частоты на отклоняющих пластинах. Расчет производится по координатам X и Y электронного луча (4.8) и (4.9) для заданных в выбранном варианте значений частот f_X и f_Y при величинах фазового сдвига $\Delta\varphi=0$ и $\Delta\varphi=\pi/2$. Расчетные точки на фигурах выбирают

ся на интервале времени, соответствующем наибольшему периоду из двух напряжений на отклоняющих пластинах с шагом, равным $0,1$ этого интервала.

V. Определение зависимости размеров эллипса от фазового сдвига между напряжениями одинаковой частоты на отклоняющих пластинах. Расчеты производятся по формулам (6.8) и (6.9) при $T_X = T_Y$ и значениях фазового сдвига $\Delta\varphi = 0; \pi/4; \pi/2$. Расчетные точки на исследуемой фигуре определяют в пределах периода переменного напряжения с шагом, равным $0,1T_X$.

По результатам проведенных расчетов положения электронного луча на экране (X, Y) необходимо убедиться в зависимости наблюдаемых на экране осциллографа фигур от соотношения частот отклоняющих напряжений и фазовых сдвигов между этими напряжениями. Рекомендуется проводить расчеты на персональном компьютере с использованием стандартных вычислительных программ.

Таблица 6.1. Исходные данные для проведения расчетов

№ варианта	Напряжения на электронно-лучевой трубке и параметры отклоняющей системы					Частоты и фазовые сдвиги		
	U, B	$\tilde{U}, B$	$L, см$	$l, см$	$d, см$	$f_X, МГц$	$f_Y, МГц$	$\Delta\varphi$
1	500	5	30	5	0,4	0,2	0,1	0
2	750	10	30	5	0,4	0,2	0,2	$\pi/2$
3	1000	15	30	5	0,4	0,3	0,3	$\pi/2$
4	1200	20	30	4	0,45	0,3	0,15	0
5	1400	25	25	4	0,45	0,5	0,5	$\pi/2$
6	1600	30	25	4	0,45	0,5	0,25	0
7	1800	40	25	3,5	0,45	1,0	0,5	$\pi/2$

8	2000	50	25	3,5	0,5	1,0	1,0	0
9	2200	15	25	3,5	0,5	2,0	1,0	$\pi/2$
10	2400	20	20	2,5	0,5	5,0	2,5	0
11	2600	25	20	2,5	0,5	5,0	5,0	$\pi/2$
12	2800	30	20	2,5	0,55	10,0	5,0	$\pi/2$
13	3000	45	20	2	0,55	10,0	10,0	0
14	3200	50	20	2	0,55	50,0	25,0	$\pi/2$
15	3400	25	20	2	0,6	100,0	50,0	$\pi/2$
16	500	10	15	1,5	0,4	5,0	5,0	$\pi/2$
17	400	15	15	1,5	0,45	10,0	5,0	$\pi/2$
18	350	20	15	1,5	0,5	2,0	1,0	0
19	300	25	15	2	0,5	5,0	2,5	$\pi/2$
20	250	30	15	2	0,55	5,0	5,0	$\pi/2$
21	200	5	15	1,5	0,55	10,0	5,0	0
22	600	10	20	3	0,4	10,0	10,0	$\pi/2$
23	800	15	25	2,5	0,4	50,0	25	0
24	900	20	30	2	0,45	100,0	50	$\pi/2$
25	1100	25	35	2	0,45	5,0	2,5	0

Контрольные вопросы

1. От каких параметров зависит траектория электрона в электрическом поле плоского конденсатора.
2. Какие противоречивые требования накладываются на конструкцию электронно-лучевой трубки и скорость электронного пучка.
3. Какими параметрами электронного осциллографа определяется предельная частота отклоняющего напряжения.
4. Пояснить осциллографические методы измерения фазового сдвига и сравнения частот переменных напряжений.

5. Перспективы использования электронных осциллографов при проведении радиоизмерений.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392 с.
3. Винокуров В.Н., Каплин С.И., Петелин И.Г. Электрорадиоизмерения. – Под ред. В.И. Винокурова. – М.: “Высшая школа”. 1986. 351 с.

Работа 7

Движение электронов в магнитном поле электровакуумных приборов

Цель работы

- I. Расчет и построение траекторий электронов в магнитной отклоняющей системе электронно-лучевой трубки
- II. Расчет минимальной напряженности магнитного поля и тока соленоида при различных значениях поперечной составляющей скорости электронов.
- III. Расчет и построение траекторий электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Исходные представления и расчетные соотношения

В различных типах электронных приборов и установках с электронными пучками движение электронов происходит в магнитном поле, которое выполняет различные функции при формировании электронных пучков и их взаимодействии с электромагнитными полями. В электронно-лучевых трубках магнитное поле обеспечивает фокусировку и отклонение электронного луча. В СВЧ приборах магнитное поле выполняет функции магнитной фокусировки электронов в пространстве взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной. Воздействие магнитного поля на электронный пучок сводится к подавлению расталкивающего действия пространственного заряда электронных сгустков, образующихся в процессе такого взаимодействия. В приборах магнетронного типа движение электронов происходит в скрещенных электрическом и магнитном полях, что позволяет осуществить передачу СВЧ волне потенциальной энергии электронного пучка. В СВЧ генераторах, основанных на циклотронном резонансе, электроны совершают колебательное движение за счет вращения по спиральным траек-

ториям. Для получения спирального потока электронов необходимо инжектировать их под углом к направлению магнитного поля. При решении практических задач в расчетной работе рассмотрены характерные для электронных приборов виды движения электронов в магнитном поле.

При изучении траектории движения электронов следует исходить из действия на электроны силы, зависящей от направления скорости относительно магнитной силовой линии:

$$\vec{F}_M = q (\vec{B} \times \vec{v}_{e0}), \quad (7.1)$$

здесь $\vec{B}$ - вектор индукции магнитного поля, $\vec{v}_e$ и q - вектор скорости и заряд электрона, соответственно. При начальной скорости электронов $\vec{v}_{e0} \perp \vec{B}$ эта сила перпендикулярна $\vec{B}$ и $\vec{v}_{e0}$ и в направлении скорости электронов ускорение отсутствует. Движение электронов является круговым, радиус вращения электронов

$$\rho_{Ce} = \frac{m_e v_{e0}}{e B} = \frac{1}{B} \left(2 \frac{m_e}{e} \varepsilon_k \right)^{1/2} \quad (7.2)$$

определяется величиной $\vec{B}$, а также массой электрона m_e и его кинетической энергией ε_k , которая в формуле (7.2) выражена в электронвольтах. Частоту вращения электронов в магнитном поле называют циклотронной частотой f_{Ce} , которая определяется соотношением:

$$f_{Ce} = \frac{1}{2\pi} \frac{e B}{m_e}. \quad (7.3)$$

Для оценки f_{Ce} можно воспользоваться соотношением $f_{Ce} \approx 2,8 \cdot 10^4 B$ (здесь магнитная индукция B выражается в Теслах, циклотронная частота f_{Ce} в МГц)

1. Движение электронов в поперечном магнитном поле соответствует магнитному отклонению и фокусировке электронов в электронно-лучевой

трубке. В отклоняющей системе магнитные катушки которой создают однородное магнитное поле, перпендикулярное начальной скорости электронов $\vec{v}_{e0}$ (рис.7.1), величина которой определяется потенциалом ускоряющего электрода электронно-лучевой трубки $U_{\text{уск}}$:

$$v_{e0} = \left(\frac{2eU_{\text{уск}}}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (7.4)$$

Отклонение электронного луча в электронно-лучевой трубке состоит из двух частей. Отклонение ΔY_1 в области поперечного магнитного поля обусловлено движением электронов по круговой траектории с радиусом r_{Ce} . Если это отклонение мало по сравнению с расстоянием, которое проходит электрон в области поперечного магнитного поля, то

$$\Delta Y_1 = \frac{e B L_M^2}{2 m_e v_{e0}}, \quad (7.5)$$

при этом угол отклонения электронов в магнитном поле θ определяется из соотношения

$$\text{tg } \theta = \frac{e B L_M}{m_e v_{e0}}. \quad (7.6)$$

Вторая часть отклонения ΔY_2 является результатом дальнейшего движения электронов по прямой линии вне отклоняющего магнитного поля. Полное отклонение электронов на расстоянии L_0 до экрана электронно-лучевой трубки составляет

$$\Delta Y = \Delta Y_1 + \Delta Y_2 = \left(\frac{e}{2 m_e U_{\text{уск}}} \right)^{1/2} B L_M L_0. \quad (5.7)$$

Чувствительность к магнитному отклонению определяют по отношению $S_{\text{магн}} = \Delta Y / B$, это отклонение (обычно в мм), вызываемое магнитным полем в 1 Т [Вб/м²].

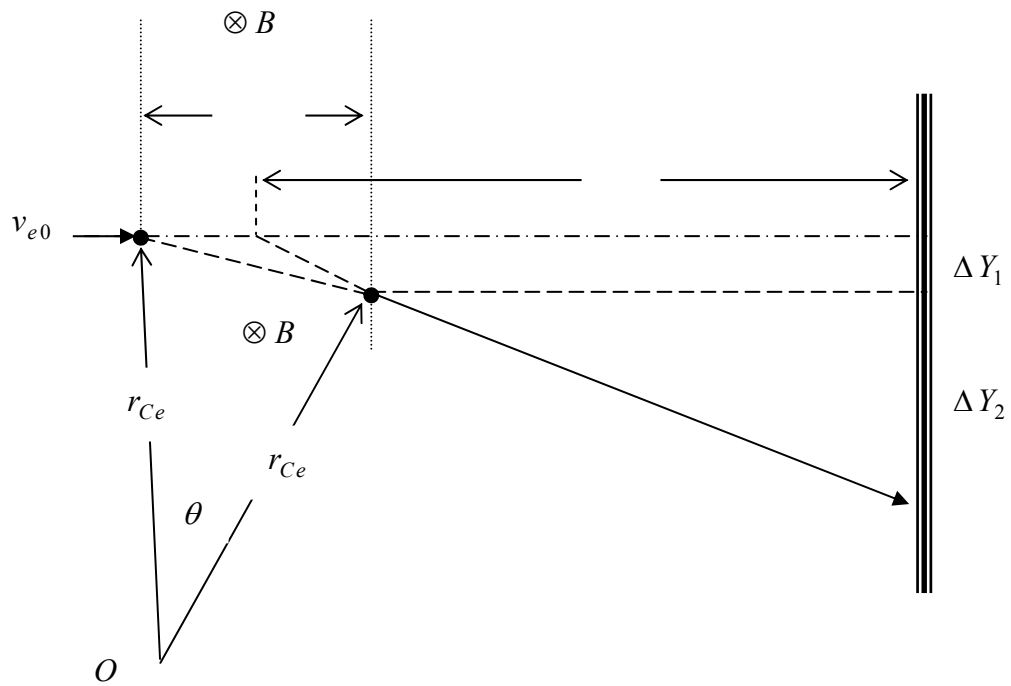


Рис.7.1. Траектория электронного пучка в электронно-лучевой трубке с магнитным отклонением
(L_M - протяженность вдоль оси трубки области поперечного магнитного поля).

Для получения высокой чувствительности к магнитному отклонению необходимо выбирать L_M и L_0 достаточно большими, а ускоряющий потенциал $U_{уск}$ низким. Величины L_M и L_0 ограничены размерами трубки, для получения максимальной яркости пятна на экране необходимо, чтобы ускоряющий потенциал $U_{уск}$ был высоким. В связи с этим параметры трубки выбирают, исходя из этих противоречивых требований.

2. Движение электронов, входящих в магнитное поле соленоида под углом θ к его оси (рис. 7.2) характерно для приборов, в которых электронный пучок обладает начальной угловой расходимостью, вследствие чего значительная часть электронов попадает на внутренние поверхности элементов конструкции приборов и не достигает коллектора. К тому же, в пространстве взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем проявляется расталкивающее действие пространственного заряда электронов. Для предотвращения этих явлений в электронных приборах устанавливается соленоид, создающий продольное относительно оси прибора магнитное поле. При конструировании и эксплуатации необходимо определить минимальный ток соленоида, при котором электронный пучок достигает коллектора и обеспечивается нормальная работа электронного прибора.

Составляющая скорости электронов в направлении оси соленоида остается неизменной, составляющая скорости, перпендикулярная магнитному полю, определяет круговое движение электронов под действием силы, величина которой определяется из соотношения:

$$F_M = Bev_{e0} \sin \theta = \frac{m_e v_{e0}^2 \sin^2 \theta}{\rho_{Ce}}. \quad (7.8)$$

Результирующее движение электронов состоит из кругового движения, перпендикулярного полю, и поступательного движения в направлении силовых линий поля, это движение по винтовой траектории.

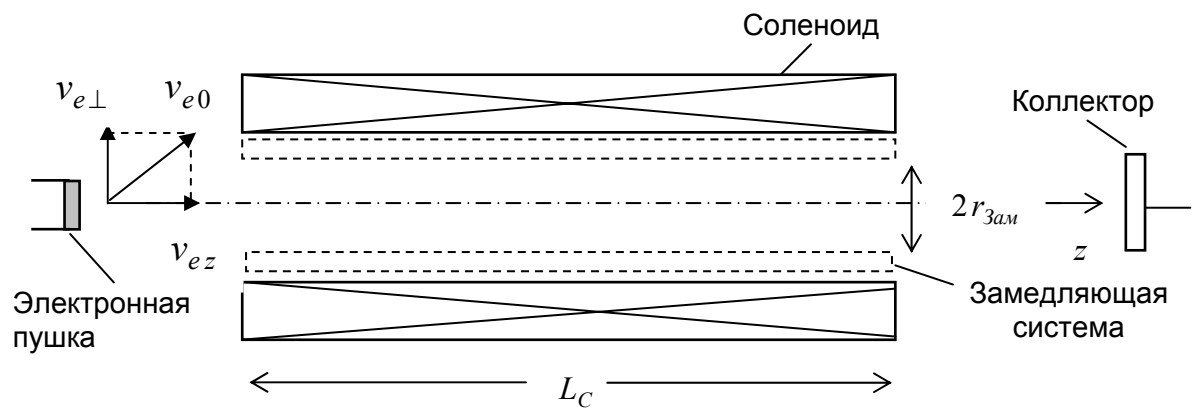


Рис. 7.2. Движение электронов под углом к магнитному полю в лампе бегущей волны типа “О”.

Введем условие, обеспечивающее прохождение электронного пучка к коллектору прибора под действием магнитного поля. Это условие определим величиной магнитного поля, при котором циклотронный радиус электронов не превышает $\rho_{Ce} \leq r_C$ (r_C - внутренний радиус соленоида, соответствующий максимально допустимому поперечному размеру электронного пучка). Соответствующее значение индукции магнитного поля вычисляется по формуле:

$$B_{\min} = \frac{m_e v_{e0} \sin \theta}{e r_C}. \quad (7.9)$$

При этом предполагается, что соленоид создает продольное однородное магнитное поле с напряженностью

$$H = \frac{N_C I_C}{L_C} \quad \text{А/м}, \quad (7.10)$$

определяемой числом витков N_C , током I_C и длиной соленоида L_C , связанной с продольным размером электронного прибора. Принимая во внимание, что $B/H = \mu_0$ есть магнитная проницаемость вакуума, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м, из соотношений (7.9) и (7.10) получаем выражение для минимального тока соленоида

$$I_{\min} = \frac{m_e v_{e0} \sin \theta L_C}{e \mu_0 r_C N_C}. \quad (7.11)$$

3. Рассмотрим движение электронов в пространстве между двумя параллельными плоскими электродами, где имеется электростатическое поле с напряженностью $\vec{E}_0$ и статическое магнитное поле с индукцией $\vec{B}$, направленной перпендикулярно плоскости чертежа (рис.7.3). Такая конфигурация полей соответствует формированию электронных пучков в СВЧ приборах магнетронного типа.

Сила, действующая на электрон складывается из двух сил: электрической $\vec{F}_{эл}$ (силы Кулона) и магнитной $\vec{F}_м$ (силы Лоренца).

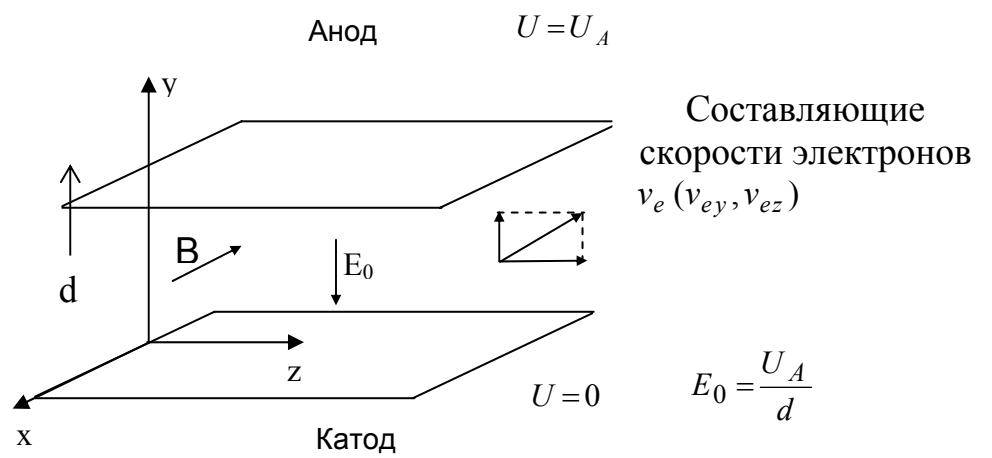


Рис.7.3. Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях:

структура полей, циклоидальное движение электронов в пространстве между анодом и катодом

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \vec{F}_{эл} + \vec{F}_M, \\ \vec{F}_{эл} &= -e\vec{E}_0, \quad \vec{F}_M = -e(\vec{v}_e \times \vec{B}),\end{aligned}\quad (7.12)$$

При имеющихся место на рис. 7.3 составляющих полей $E_x = E_z = 0$, $E_y = E_0$, $B_y = B_z = 0$ и $B_x = -B$ система уравнений описывает движение электронов:

$$\begin{cases} m_e \ddot{z} = e v_e B \\ m_e \ddot{y} = e E_0 - e v_{ez} B, \\ m_e \ddot{x} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \ddot{z} = \omega_{Ce} y \\ \ddot{y} = e E_0 - \omega_{Ce} \dot{z}. \\ \ddot{x} = 0 \end{cases} \quad (7.13)$$

Движение электронов происходит в плоскости YZ . Решая систему уравнений и используя начальные условия, получаем уравнения:

$$\begin{aligned}z &= a + \rho \sin \omega_{Ce} t, \quad y = \rho(1 - \cos \omega_{Ce} t), \\ (z - a)^2 + (y - \rho)^2 &= \rho^2,\end{aligned}\quad (7.14)$$

в которых

$$a = \frac{E_0}{B} t, \quad \rho = \frac{1}{\omega_{Ce}} \left(\frac{E_0}{B} - v_{e0} \right), \quad (7.15)$$

здесь v_{e0} - начальная скорость электронов. Уравнения (7.14) и (7.15) являются параметрическими уравнениями циклоиды, описывающей траекторию точки окружности, катящейся по оси Z . Движение электронов складывается из равномерного поступательного движения вдоль оси Z с постоянной скоростью, равной $v_{II} = \frac{E_0}{B}$ и кругового движения с частотой вращения ω_{Ce} . При этом $a = v_{II} t$ описывает движение центра окружности, v_{II} характеризует скорость так называемого переносного движения электронов. Как следует из соотношений (7.14), при начальной скорости, равной переносной, электрон совершает прямолинейное и равномерное движение, что является результатом равенства электрической и магнитной сил, которые противоположны по направлению.

Для случая равенства нулю начальной скорости $v_{e0}=0$ соотношения (7.14) характеризуют циклоидальное движение электронов. Критическое значение индукции магнитного поля $B_{кр}$ в многорезонаторном магнетроне определяют, исходя из условия, что вершина циклоиды касается внутренней поверхности анода:

$$B_{кр} = \left(\frac{2m_e U_A}{e d^2} \right)^{1/2}. \quad (7.16)$$

При значениях индукции магнитного поля $B < B_{кр}$ электроны достигают анода и между электродами существует ток. При $B > B_{кр}$ электроны возвращаются на катод и анодный ток становится равным нулю.

Порядок проведения расчетов

1. Для каждого из вариантов работы задаются параметры, необходимые для проведения расчетов (см. таблицу 7.1). При определении траектории электронов в отклоняющем магнитном поле такими параметрами являются:

- индукция магнитного поля B (плотность магнитного потока),
- длина области отклоняющего магнитного поля L_M ;
- расстояние до экрана электронно-лучевой трубки L_0 ;
- ускоряющее напряжение $U_{уск}$;

По результатам расчетов по формулам (7.5) и (7.7) производится построение траекторий электронов для выбранных параметров расчета и определяется чувствительность электронно-лучевой трубки к магнитному отклонению.

2. Для определения минимального тока соленоида при движении электронов в продольном магнитном поле лампы бегущей волны задаются:

- параметры структуры соленоида (длина соленоида L_C и число

витков N_C);

- внутренний радиус магнитной системы r_C ;
- максимальный угол расходимости электронного пучка θ на входе в область продольного магнитного поля;
- ускоряющее напряжение источника электронов принимается равным значениям, указанным в п. 1.

По формулам (7.9) и (7.11) определяются минимальные значения индукции магнитного поля $B_{\min}$ и тока соленоида $I_{\min}$, обеспечивающие прохождение расходящегося электронного пучка к коллектору электронного прибора

3. При проведении расчетов движения электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях задаются параметры:

- анодное напряжение U_A ;
- расстояние между электродами d .

Расчеты траекторий циклоидального движения электронов проводятся по формулам (7.14) при начальной скорости электронов $v_{e0}=0$. Выбирается интервал времени, соответствующий периоду циклотронного вращения электронов $T=2\pi/\omega_{Ce}$ с шагом $\Delta t=0,1T$. Результаты расчетов представляются в графическом виде.

Применительно к конструкции магнетрона с заданным расстоянием между анодом и катодом определяется критическое значение индукции магнитного поля $B_{кр}$ по формуле (7.16) и производится расчет и построение траекторий электронов при значениях индукции магнитного поля $B=0,5 B_{кр}$; $B_{кр}$; $2 B_{кр}$.

Таблица 7.1. Исходные данные для проведения расчетов

№ вари- анта	Поперечное магнитное поле				Продольное магнитное поле				Скращенные электрическое и магнитное поля	
	B мТ	L_M см	L_0 см	$U_{уск}$ В	L_C см	N_C	r_C см	θ град	U_A В	d см
1	0,5	2	10	100	30	500	1,5	5	150	2,5
2	1,0	4	20	125	35	600	2	10	175	3
3	1,5	6	30	150	40	700	2,5	15	200	3,5
4	2,0	8	40	175	45	800	3	20	225	4
5	2,5	10	50	200	50	900	3,5	25	250	4,5
6	3,0	2	10	225	30	1000	4	30	275	5
7	3,5	4	20	250	35	1250	4,5	35	300	5,5
8	4,0	6	30	275	40	1500	5	5	325	6
9	4,5	8	40	300	45	1750	1,5	10	350	6,5
10	5,0	10	50	325	50	2000	2	15	375	7
11	5,5	2	10	350	30	500	2,5	20	400	2,5
12	6,0	4	20	375	35	600	3	25	425	3
13	6,5	6	30	400	40	700	3,5	30	450	3,5
14	7,0	8	40	425	45	800	4	35	475	4
15	7,5	10	50	450	50	900	4,5	5	500	4,5
16	8,0	2	10	475	30	1000	5	10	525	5
17	8,5	4	20	500	35	1250	1,5	15	550	5,5
18	9,0	6	30	525	40	1500	2	20	575	6
19	9,5	8	40	550	45	1750	2,5	25	600	6,5
20	10,0	10	50	575	50	2000	3	30	625	7
21	11,0	2	10	600	30	700	3,5	35	650	4
22	12,0	4	20	625	35	800	4	5	675	4,5
23	13,0	6	30	650	40	900	4,5	10	700	5
24	14,0	8	40	675	45	1000	5	15	725	5,5
25	15,0	10	50	700	50	1250	3	20	750	6

Контрольные вопросы

1. При каких условиях заряженная частица движется в однородном магнитном поле по круговой траектории.
2. Какие параметры заряженных частиц можно определить по траектории их движения в магнитном поле.
3. Какими составляющими скорости электронов определяются параметры их винтового движения в магнитном поле (шаг винтовой линии и радиус вращения электронов).
4. Какими параметрами электронно-лучевой трубки определяется чувствительность к магнитному отклонению электронного пучка.
5. При каких значениях анодного напряжения прекращается ток в статическом режиме магнетрона.

Рекомендуемая литература

1. Аваев Н.А., Шишкин Г.Г. Электронные приборы. Учебник для вузов. – Под ред. Г.Г. Шишкина. – М.: Издательство МАИ. 1996. 544 с.
2. Морозова И.Г. Физика электронных приборов: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат. 1980. 392.
3. В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. Электронные приборы СВЧ. Учебное пособие. М.: Высшая. школа., 1985. – 296 с.

*Работа 8***Режимы генерации СВЧ колебаний в
отражательном клистроне****Цель работы**

- I. Определение зон генерации СВЧ колебаний по напряжению на отражателе.
- II. Расчет размеров резонатора.
- III. Оценка диапазона механической перестройки частоты при изменении ширины зазора резонатора.

Исходные представления и расчетные соотношения

Отражательные клистрон относится к приборам с кратковременным взаимодействием электронного потока с СВЧ полем в резонансных колебательных системах. В таких приборах используется принцип динамического управления электронным потоком, основанный на скоростной модуляции потока и группировании электронов в плотные сгустки, взаимодействующие с СВЧ полем. Отражательный клистрон является маломощным генератором гетеродинного класса и применяется в новейших разработках в области частот от 0,8 до 600-800 ГГц. Основными достоинствами отражательного клистрона являются простота изготовления, высокая надежность и стабильность характеристик и параметров. К достоинствам такого СВЧ генератора следует отнести возможность простой реализации механической и электрической перестройки частоты, что особенно важно при проведении спектральных СВЧ измерений.

Основными элементами конструкции отражательного клистрона являются источник электронов с нагреваемым катодом, резонатор и отражатель (рис. 8.1). Поскольку резонатор является высокочастотной колебательной системой, в зазоре между сетками резонатора возникает флукуационное электрическое поле, достаточно большой интенсивности на собственной

частоте резонатора. В результате, под действием этого поля в зазоре между сетками резонатора происходит начальная модуляция скорости электронов. В пространстве между сетками резонатора и отражателем в тормозящем электрическом поле происходит преобразование модуляции электронов по скорости в модуляцию электронного пучка по плотности. При определенном соотношении между напряжениями на резонаторе и отражателе для заданных размеров тормозящей области клистрона реализуются условия для передачи энергии от электронного пучка СВЧ полю резонатора, в результате чего существенно возрастает интенсивность поля между сетками резонатора и происходит генерация электромагнитных колебаний. Обратная связь в клистроне как генераторе СВЧ колебаний, обеспечивается модулированным по скорости электронным пучком, возвращающимся в зазор между сетками резонатора. В такой конструкции клистрона обеспечивается условие баланса фаз и амплитуд, при котором для генерации СВЧ колебаний существуют определенные значения пускового тока. Вывод энергии осуществляется как с помощью петли связи, так и отверстия в резонаторе, которые соединяются с волноводным трактом или с коаксиальной линией. Необходимые для расчетов размеры областей резонатора и прикладываемые напряжения представлены на рис. 8.1.

Для обеспечения генерации СВЧ колебаний в широкой полосе частот применяют механическую перестройку частоты отражательного клистрона путем изменения размеров резонатора. Обычно используют перестройку частоты путем изменения ширины зазора резонатора, в котором сосредоточено СВЧ электрическое поле. Ширину зазора изменяют с помощью гибкой мембраны, при этом увеличение ширины зазора приводит к уменьшению эффективной емкости резонатора и соответственно к увеличению частоты генерации. При таком способе перестройки частоты изменяются время и угол пролета электронов зазора резонатора, которые

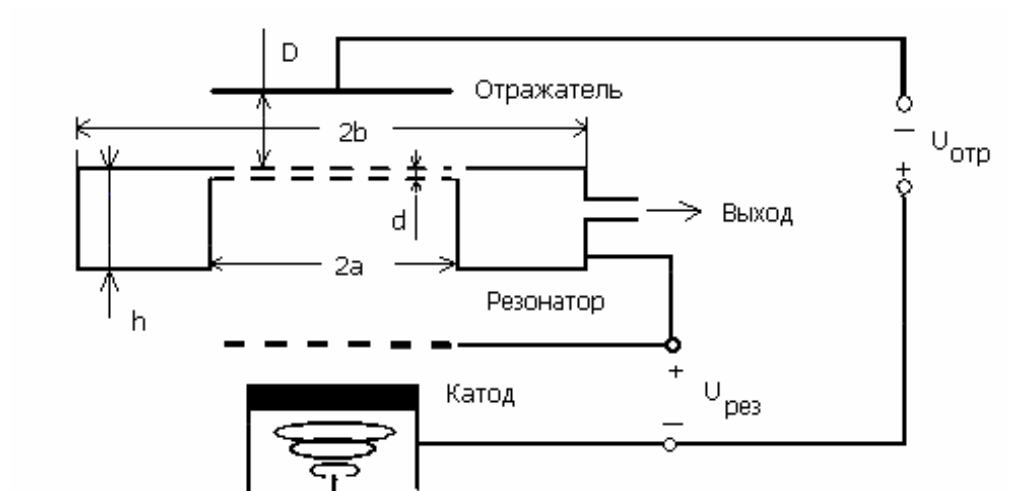


Рис. 8.1. Основные элементы конструкции отражательного клистрона

определяют эффективность взаимодействия электронного пучка с СВЧ полем. На средней частоте обычно угол пролета выбирают равным $(0,7-0,8)\pi$, при котором коэффициент взаимодействия составляет 0,8-0,75. Увеличение частоты возможно до полного срыва генерации при угле пролета 2π . Уменьшение частоты при такой перестройке ограничено допустимым снижением напряжения на отражателе, при котором отсутствует ток в цепи отражателя.

В работе необходимо рассчитать значения напряжения на отражателе при заданном напряжении на резонаторе для каждой из зон генерации колебаний, количество зон, размеры резонатора для заданной частоты и диапазон механической перестройки частоты, основанной на изменении размеров зазора или смещения боковой стенки резонатора. Результаты расчетов необходимо использовать при объяснении полученных в лабораторной работе экспериментальных данных.

Оптимальное время пролета электронами пространства между резонатором и отражателем, при котором электронный пучок возбуждает СВЧ колебания, для каждой зоны генерации определяется соотношением:

$$\Delta\tau_{opt} = \left(n + \frac{3}{4}\right)T = \left(n + \frac{3}{4}\right)\frac{1}{f}, \quad (8.1)$$

в которой $n = 0, 1, 2, \dots$ - номер зоны, T и f - период и частота генерируемых колебаний. Это соотношение определяет условие баланса фаз в отражательном клистроне как генераторе СВЧ колебаний. Условие баланса амплитуд для самовозбуждения СВЧ колебаний сводится к необходимости компенсации потерь энергии в процессе генерации колебаний, определяемых активной составляющей электронной проводимости резонансной системы отражательного клистрона.

При анализе условий возбуждения СВЧ колебаний можно использовать соотношение между напряжениями на отражателе U_{omp} и резонаторе $U_{рез}$ в центре зоны генерации представить в виде:

$$n + \left(\frac{3}{4}\right) = \frac{4 f D}{v_0 \left(1 - \frac{U_{omp}}{U_{рез}}\right)}, \quad (8.2)$$

в котором D - расстояние между резонатором и отражателем, $v_0 = \sqrt{2 e U_{рез} / m_e}$ - скорость немодулированного электрона в зазоре резонатора, e и m_e - заряд и масса электрона. При проведении расчетов рекомендуется использовать формулу, связывающую скорость электрона v_0 [м/с], с напряжением на резонаторе $U_{рез}$ [В] в виде:

$$v_0 = 5,93 \times 10^5 \sqrt{U_{рез}}. \quad (8.3)$$

В соответствии с (8.2) количество зон генерации при заданных значениях напряжения на резонаторе $U_{рез}$, выбранной частоты f и расстояния D определяется значениями n , при которых $U_{omp} < 0$. Это условие можно представить в виде:

$$n < \frac{4 f D}{v_0} - \frac{3}{4}, \quad (8.4)$$

определяющем максимальный номер зоны генерации. Из этого соотношения следует, что с увеличением частоты и размеров области группирования электронов возрастает количество зон генерации в рабочем интервале напряжений на отражателе.

Собственная частота тороидального резонатора, применяемого в конструкции отражательного клистрона, изображенного на рис. 8.1, определяется по формуле:

$$f_{рез} = \frac{c}{\pi a \sqrt{\frac{2h}{d} \ln \frac{b}{a}}} . \quad (8.5)$$

В этой формуле ширину зазора резонатора выбирают из условия оптимальности угла пролета зазора $\theta_1 = \omega \tau = 2\pi f(d/v_0)$, полагая $\theta_{1opt} \approx 0,75\pi$, при этом коэффициент взаимодействия электронного потока с СВЧ полем составляет 0,7-0,8. Для упрощения расчетов рассматриваем форму резонатора со значениями $b=2a$, причем величина a определяется поперечным размером катода, формирующим электронный поток. При заданной частоте $f_{рез}$ расчет размеров резонатора сводится к определению величины h .

В данной работе определение диапазона механической перестройки частоты клистрона производится, исходя из возможности изменения геометрических размеров резонатора путем деформации ширины зазора в пределах $\Delta d \approx 0,3d$. Соответствующие изменения частоты колебаний клистрона определяют по формуле (8.5).

Порядок проведения расчетов

I. Для каждого из вариантов работы задаются параметры расчета:, представленные в табл. 8.1:

- требуемая частота генерируемых колебаний f ;
- напряжение источника питания, определяющее напряжение на резонаторе $U_{рез}$;
- продольный размер клистрона по расстоянию D между зазором резонатора и отражателем;
- диаметр электронного потока, соответствующий внутреннему размеру резонатора $2a$;

- один из способов механической перестройки частоты клистрона – по изменению ширины зазора Δd (дополнительно производится изменение размеров резонатора h и a в пределах 0,25 от исходных значений).

Таблица 8.1. Исходные данные для проведения расчетов

№ варианта	Частота f , ГГц	Напряжение на резонаторе $U_{рез}$, В	Продольный размер резонатора D , мм	Диаметр электронного потока $2a$, мм
1	1,0	300	10,0	12,0
2	2,0	250	5,0	10,0
3	2,5	300	4,0	10,0
4	3,0	250	3,0	10,0
5	5,0	300	2,5	7,5
6	6,0	350	2,5	7,5
7	7,5	400	2,0	6,0
8	10,0	250	1,5	6,0
9	15,0	450	1,5	5,0
10	20,0	500	1,5	5,0
11	1,0	250	15,0	5,0
12	1,5	300	10,0	5,0
13	2,0	350	10,0	5,0
14	3,0	400	7,5	7,5
15	3,5	450	5,0	7,5
15	4,0	500	4,0	7,5
17	4,5	550	3,5	10,0
18	5,0	600	3,0	10,0
19	5,5	650	2,5	10,0
20	6,0	700	2,5	10,0
21	6,5	500	2,5	5,0
22	7,0	550	2,5	5,0

23	7,5	600	2,5	5,0
24	8,0	650	2,0	5,0
25	8,5	700	2,0	7,5

II. По формуле (8.2) определяются зоны генерации колебаний по напряжению на отражателе последовательно для значений $n = 0, 1, 2, \dots$, при которых $U_{отр} \leq 0$. Результаты расчетов представляются в виде таблицы. При этом максимальное количество зон генерации с учетом зоны $n = 0$ сравнивается с представленной выше оценкой $n_{\text{макс}}$.

Таблица 8.2. Зоны генерации СВЧ колебаний
по напряжению на отражателе

Номер зоны, n	
Напряжение на отражателе $U_{отр}$, В	

III. Определяется оптимальная ширина зазора d резонатора и по формуле (8.5) производится вычисление его продольного размера h . По этой же формуле определяется диапазон механической перестройки частоты клистрона по заданному изменению размеров резонатора и ширины зазора.

Контрольные вопросы

1. Указать в отражательном клистроне как генераторе СВЧ колебаний цепь положительной обратной связи.
2. Объяснить, что означает номер зоны генерации СВЧ колебаний в отражательном клистроне.
3. Почему с увеличением номера зоны генерации мощность СВЧ колебаний уменьшается.
4. Сопоставить диапазоны механической и электронной перестройки частоты отражательного клистрона

5. Чем вызвано применение тороидального резонатора в качестве резонансной системы клистрона.

Рекомендуемая литература

1. В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. Электронные приборы СВЧ. Учебное пособие. М.: Высшая. школа., 1985. – 296 с.
2. В.И. Калинин, Г.М. Гернштейн. Введение в радиофизику. Учебное пособие. М.: Изд. Техничко-теоретической литературы, 1957. – 660 с.