

МЕЖГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра «Физика»

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

*Методические рекомендации к практическим занятиям
для студентов специальности 1–54 01 02 «Методы и приборы
контроля качества и диагностики состояния объектов»
очной и заочной форм обучения*

Электронная библиотека Белорусско-Российского университета
<http://e.biblio.bru.by/>



Могилев 2020

УДК 531
ББК 22.31
Ф 55

Рекомендовано к изданию
учебно-методическим отделом
Белорусско-Российского университета

Одобрено кафедрой «Физика» «8» января 2020 г., протокол № 5

Составитель ст. преподаватель В. В. Глуценко

Рецензент канд. техн. наук, доц. С. В. Болотов

В методических рекомендациях приводятся краткие теоретические данные, справочные материалы и задания для самостоятельной работы студентов на практических занятиях.

Учебно-методическое издание
ФИЗИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Ответственный за выпуск	А. В. Хомченко
Редактор	А. А. Подошевка
Компьютерная верстка	Н. П. Полевничая

Подписано в печать . Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Печать трафаретная. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 36 экз. Заказ №

Издатель и полиграфическое исполнение:
Межгосударственное образовательное учреждение высшего образования
«Белорусско-Российский университет».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий

№ 1/156 от 07.03.2019.

Пр-т Мира, 43, 212022, Могилев.

© Белорусско-Российский
университет, 2020



Содержание

1 Практическая работа № 1. Вольт-амперные характеристики полупроводникового диода	4
1.1 Общие сведения.....	4
1.2 Программа работы	6
2 Практическая работа № 2. Барьерная емкость полупроводникового диода и электронная перестройка частоты колебательного контура	7
2.1 Общие сведения.....	7
2.2 Программа работы	10
3 Практическая работа № 3. Вольт-амперные и световые характеристики фотодиода.....	11
3.1 Общие сведения.....	11
3.2 Программа работы	16
4 Практическая работа № 4. Параметры и статические характеристики МДП-транзистора.....	17
4.1 Общие сведения.....	17
4.2 Программа работы	20
5 Практическая работа № 5. Термоэмиссионные характеристики вакуумного диода	22
5.1 Общие сведения	23
5.2 Программа работы	26
6 Практическая работа № 6. Траектории электронного пучка в электровакуумных приборах с электростатическим отклонением.....	27
6.1 Общие сведения.....	27
6.2 Программа работы	30
7 Практическая работа № 7. Движение электронов в магнитном поле электровакуумных приборов.....	32
7.1 Общие сведения.....	32
7.2 Программа работы	38
8 Практическая работа № 8. Режимы генерации СВЧ-колебаний и параметры колебательной системы отражательного клистрона.....	40
8.1 Общие сведения.....	40
8.2 Программа работы	45
Список литературы	48

1 Практическая работа № 1. Вольт-амперные характеристики полупроводникового диода

Цель работы: расчет и построение вольт-амперных характеристик полупроводникового диода при различных электрофизических параметрах идеального и реального $p-n$ -переходах.

1.1 Общие сведения

1.1.1 Идеальный $p-n$ -переход. Вольт-амперная 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 вольт-амперной 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 рекомбинации носителей заряда в области перехода, не учитываются процессы, приводящие к пробоям обратно смещенного перехода.

При принятых допущениях вольт-амперную 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,



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

где 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 – заряд электрона, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) можно определять по приближенной формуле $\varphi_T \approx T/11600$ В, в которой температура T выражена в кельвинах. При расчетах принимается значение $T = 300$ К.

1.1.2 Реальный p–n-переход (учитывается сопротивление базы). Дифференциальное сопротивление p–n-перехода определяется соотношением

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

зависящим от величины тока на вольт-амперной характеристике. При этом $R_{\text{диф}}$ достигает больших значений при стремлении обратного тока перехода к предельной величине I_0 .

Представленные расчетные соотношения получены в пренебрежении объемным сопротивлением базы R_δ , 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; зависимость тока от напряжения $I(U)$ следует представлять в следующем виде:

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

При проведении расчетов целесообразно пользоваться зависимостью

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) + IR_\delta \quad (1.6)$$

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

$$R_{\text{диф}} = (\varphi_T / I) + R_\delta. \quad (1.7)$$

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



1.2 Программа работы

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

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- диффузионные длины электронов и дырок L_n и L_p , см;
- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A , см⁻²;
- площадь перехода $S_{пер}$, см²;
- сопротивление базы R_{σ} , Ом;

– максимальная рассеиваемая мощность в базе диода P_{max} , позволяющая определить предельную величину прямого тока при расчетах вольт-амперной характеристики $I_{max} = (P_{max}/R_{\sigma})^{1/2}$ 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	$4,42 \cdot 10^{22}$	$4,99 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$
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	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^6$
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 τ , с	10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-8}

Таблица 1.2 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	L_p, L_n		N_A , 10^{16} см ⁻³	N_D , 10^{14} см ⁻³	R_{σ} , Ом	$S_{пер}$, 10^{-4} см ²	P_{max} , 10^{-3} Вт
	Si, Ge, 10^{-2} см	GaAs, 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

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

1.2.3 По формулам (1.1) и (1.4) производится расчет вольт-амперной



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_{max} выбирается не более 10 точек на прямой ветви вольт-амперной характеристики диода; максимальное значение обратного напряжения 5 В при расчетах через каждые 0,5 В.

1.2.4 При учете сопротивления базы R_b реального перехода для расчета вольт-амперной характеристики и дифференциального сопротивления по формулам (1.6) и (1.7) в качестве независимых переменных используются значения тока I , полученные в п. 1.2.3. При этом результаты расчетов должны быть также представлены графически в виде зависимостей вычисленных значений I и $R_{диф}$ от напряжения.

1.2.5 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 вольт-амперные характеристики и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения).

Контрольные вопросы

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

2 Практическая работа № 2. Барьерная емкость полупроводникового диода и электронная перестройка частоты колебательного контура

Цель работы: расчет и построение зависимости емкости обратно смещенного p - n -перехода от напряжения; определение диапазона электронной перестройки частоты колебательного контура для заданных электрофизических параметров перехода.

2.1 Общие сведения

2.1.1 *Емкость обратно смещенного p - n -перехода.* 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 рисунке 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.

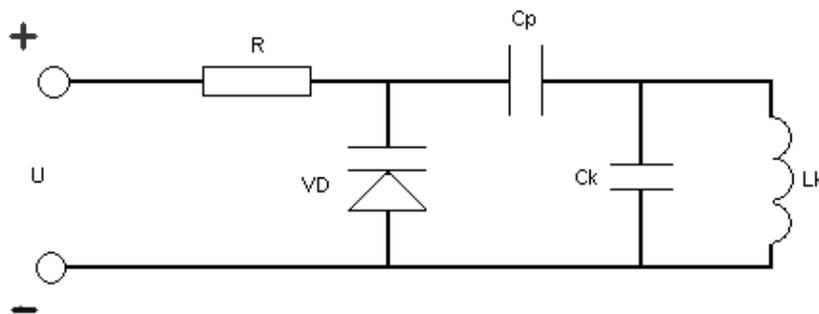


Рисунок 2.1 – Схема колебательного контура с использованием обратно смещенного $p-n$ -перехода в качестве элемента электронной перестройки частоты

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.

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

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

В выражении (2.1) введены следующие обозначения: $S_{пер}$ – площадь перехода; N_A – концентрация акцепторов в p -области; N_D – концентрация доноров в n -области; U – напряжение смещения; φ_0 – величина контактной разности потенциалов при напряжении на переходе $U=0$, $\varphi_0 = \varphi_T \ln(N_A N_D / n_i^2)$. Значения φ_0 следует определять с учетом данных, представленных в таблице 1.1. При расчетах принимаются значения диэлектрической проницаемости полупроводника $\varepsilon_n = 16$ (германий), $\varepsilon_n = 12$ (кремний), $\varepsilon_n = 10,9$ (арсенид галлия), $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ 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

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

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: $N_A = 4 \cdot 10^{21}$ м⁻³, $N_D = 2 \cdot 10^{21}$ м⁻³, $\varphi_0 = 0,5$ В, $U = -20$ В, площадь перехода $S_{пер} = 10^{-6}$ м². Расчет по формулам (2.1) и (2.2) определяет значения $C_{бар} = 27,2$ пФ и $L_{об} = 5,2 \cdot 10^{-6}$ м.

2.1.2 Электронная перестройка частоты. При включении варикапа в колебательный контур с сосредоточенными параметрами (ёмкостью C_K и индуктивностью L_K) зависимость резонансной частоты контура от напряжения на варикапе можно представить в виде

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



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

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C_{бар}}{C_K + C_{бар0}}. \quad (2.4)$$

В соотношении введены обозначения: $C_{бар0}$ – величина барьерной емкости перехода в рабочей точке вольт-фарадной характеристики варикапа; $\Delta C_{бар}$ – изменение емкости перехода в линейном приближении $C_{бар}(U)$. Величину $\Delta C_{бар}$ следует определять графически по результатам расчета $C_{бар}(U)$.

2.2 Программа работы

2.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры диодной структуры, необходимые для проведения расчетов (таблица 2.1):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия; диэлектрическая проницаемость материала определяется из таблицы 1.1;
- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A , см⁻², в p - и n -областях перехода;
- площадь перехода $S_{пер} = 10^{-6}$ м² (для всех вариантов расчета);
- резонансная частота колебательного контура, МГц;
- эквивалентная индуктивность контура L_K , мкГн.

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

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

2.2.4 Результаты расчетов должны быть представлены в виде таблиц и графических зависимостей $L_{об}$ и $C_{бар}$ 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.

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

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



2.2.7 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 – 6 (для указанных типов полупроводниковых материалов).

Таблица 2.1 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	Материал диодной структуры	Концентрация примеси		Резонансная частота контура f_0 , МГц	Эквивалентная индуктивность контура L_K , мкГн
		N_A , 10^{16} см $^{-3}$	N_D , 10^{14} 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

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.

3 Практическая работа № 3. Вольт-амперные и световые характеристики фотодиода

Цель работы: расчет и построение вольт-амперных характеристик фотодиода при его различной освещенности; расчет и построение световых характеристик освещенного p – n -перехода.

3.1 Общие сведения

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 вольт-амперных характеристик диода.



Фотодиод может применяться в двух режимах – фотодиодном и в режиме генерации фотоЭДС (рисунок 3.1). Эти режимы реализуются на различных участках вольт-амперной характеристики освещенного светом p - n -перехода.

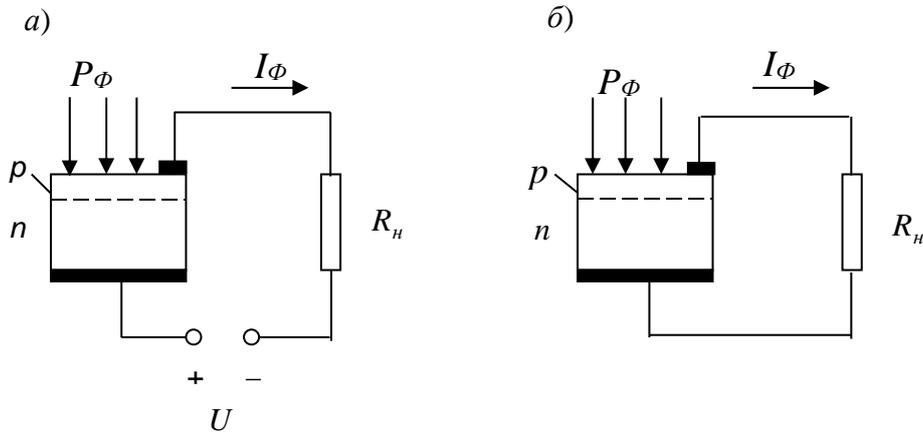


Рисунок 3.1 – Фотодиодный режим p - n -перехода (а) и режим генерации фотоЭДС (б)

3.1.1 Фотодиодный режим. 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, 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 . Эту часть характеристик называют характеристиками фотодиодного включения освещенного p - n -перехода.

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

Вольт-амперную характеристику освещенного перехода можно представить в следующем виде:

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

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

где 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 излучения в полупроводниковой структуре, которое в общем случае можно оценить с помощью соотношения

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

где 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, 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 рисунке 3.2 в виде зависимостей квантовой эффективности от длины волны.

Расчет вольт-амперных характеристик фотодиода связан с определением составляющей обратного тока перехода I_0 . Это ток неосвещенного фотодиода 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 в расчетной работе по изучению вольт-амперных характеристик полупроводникового диода (см. разд. 1), можно определить из соотношения

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

где 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 таблице 1.1 практической работы № 1.

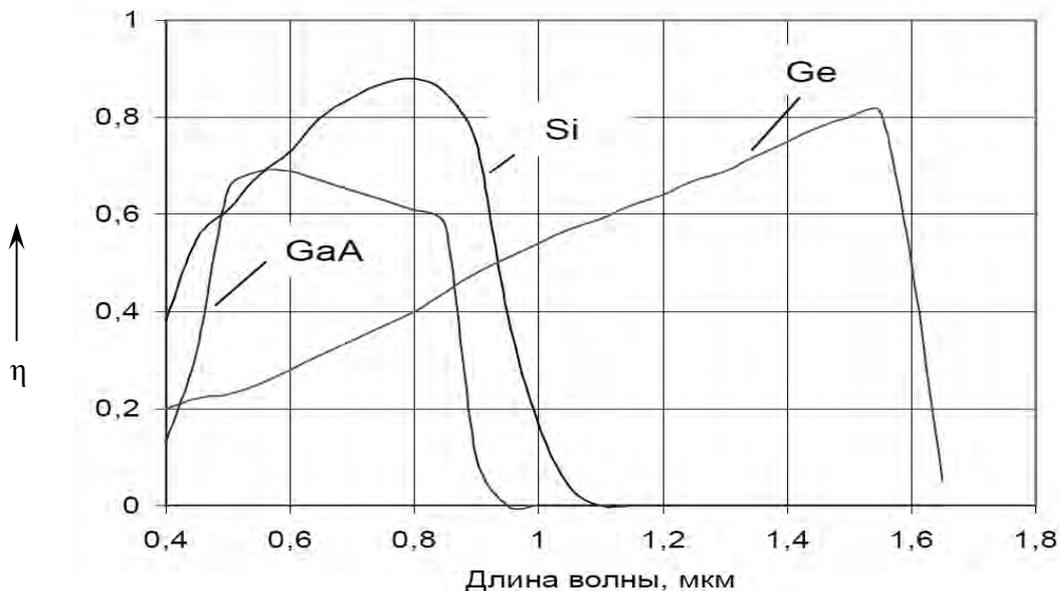


Рисунок 3.2 – Характеристики спектральной чувствительности фотоприемников для различных материалов диодных структур

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

Вольт-амперные 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 потока 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.

3.1.2 Режим фотоЭДС. Значения токов и напряжений, соответствующих части вольт-амперной 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 электрон-вольтах. В работе необходимо вычислить пороговые длины волн для полупроводниковых материалов (кремния, германия и арсенида галлия), исходя 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

$$s_{\phi \max} \approx 0,8 \lambda_{zp} \approx \Delta E_g^{-1} \quad (3.9)$$

(здесь $s_{\phi \max}$, А/Вт; λ_{zp} , 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:

$$h\nu = \frac{1,986}{\lambda} 10^{-19} \text{ Дж}, \quad h\nu = \frac{1,24}{\lambda} \text{ эВ}$$

(здесь длина волны λ выражена в микрометрах).

При определении интенсивности светового потока необходимо учитывать соотношение между используемыми единицами измерений мощности: $1 \text{ лм} = 10^{-7} \text{ Вт}$.

3.2 Программа работы

3.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры диодной структуры, необходимые для проведения расчетов (таблица 3.1):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- диффузионные длины электронов и дырок L_n и L_p , см;
- концентрации доноров и акцепторов N_D и N_A , см⁻³;
- площадь перехода $S_{пер}$, см²;
- длины волн светового излучения λ , мкм,
- значения интенсивности светового потока, лм.

3.2.2 По формуле (3.1) производится расчет вольт-амперной характеристики диода при отсутствии освещенности ($P_\phi = 0$) для заданных в таблице 3.1 полупроводниковых материалов.

3.2.3 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 с данными, представленными на рисунке 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.

3.2.4 В соответствии с формулой (3.1) производится расчет и построение вольт-амперных характеристик фотодиода при его различной освещенности для значений светового потока, указанных в таблице 3.1.

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

3.2.6 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.



Таблица 3.1 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	$L_p, L_n,$		$N_A,$ 10^{16} см^{-3}	$N_D,$ 10^{14} см^{-3}	$S_{пер},$ 10^{-4} см^2	$\lambda,$ мкм	$\Phi,$ 10^{-3} лм
	Si, Ge 10^{-2} см	GaAs 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

Примечание – При расчетах и построении зависимости $U_{xx}(\Phi)$ следует определить область значений Φ , в которой величина напряжения холостого хода U_{xx} линейно зависит от интенсивности светового потока. Для представленных в работе вариантов расчета максимальное значение Φ составляет 50...100 лм.

Контрольные вопросы

- 1 Объяснить механизм формирования тока через освещенный $p-n$ -переход и дать определение эффекта генерации фотоЭДС.
- 2 При каких допущениях получено соотношение (3.1), описывающее вольт-амперную характеристику фотодиода?
- 3 От каких параметров полупроводников и светового потока зависит чувствительность фотоприемника на основе $p-n$ -перехода?
- 4 В какой части вольт-амперной характеристики реализуется режим преобразования энергии оптического излучения в электрическую энергию?
- 5 Пояснить, при каких условиях фотоэлемент выдает максимальную выходную мощность.

4 Практическая работа № 4. Параметры и статические характеристики МДП-транзистора

Цель работы: расчет величин порогового напряжения и крутизны стоко-затворной характеристики МДП-транзистора при заданных геометрических и электрофизических параметрах структуры; расчет и построение стоковых характеристик МДП-транзистора при различных напряжениях на затворе; расчет и построение стоково-затворных характеристик МДП-транзистора при различных напряжениях между стоком и истоком.

4.1 Общие сведения

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 униполярные, 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 в 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:

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

где φ_T – тепловой потенциал, $\varphi_T = kT/q$;

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 приповерхностный 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

$$U_{пор} = d_{д} \sqrt{2 \epsilon_0 \epsilon_{п} q N_A \Phi_{пор}} / (\epsilon_0 \epsilon_{д}) + \Phi_{пор}. \quad (4.2)$$

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 вольт-амперной характеристики транзистора.

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

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

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

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

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

где $U_{СИнас}$ – 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:

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

Удельная крутизна вольт-амперной характеристики МДП-транзистора

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

определяется размерами структуры (длиной L , шириной канала b , подвижностью электронов в канале μ_n) и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{д}$ слоя изолятора между затвором и полупроводником:

$$\beta = \epsilon_0 \epsilon_{д} \mu_n b / (L d_{д}). \quad (4.7)$$

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

$$L_1 = L - \Delta L(U_{СИ});$$

$$\Delta L(U_{СИ}) = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{II} (U_{СИ} - U_{СИнас})} / qN_A. \quad (4.9)$$

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 .

4.2 Программа работы

4.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры МДП-структуры, необходимые для проведения расчетов (таблицы 4.1–4.3):

- полупроводниковый материал – германий, кремний и арсенид галлия;
- концентрации акцепторов в подложке N_A , см^{-2} ;
- длина L и ширина канала b , мкм;



– диэлектрическая проницаемость ϵ_D применяемого в МДП-структуре изолятора; тип выбранного изолятора не связан с технологией изготовления транзистора и рассматривается в качестве примера используемого материала при проведении расчетов.

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}	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^6$
Подвижность электронов μ_n , $\text{см}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$	3800	1300	8500
Подвижность дырок μ_p , $\text{см}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$	1800	500	400

Таблица 4.2 – Диэлектрические свойства изоляторов, используемых для расчета параметров и характеристик МДП-транзистров

Материал изолятора	Диэлектрическая проницаемость ϵ_D
Окись 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

Номер варианта	Материал МДП-структуры		Концентрации 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

4.2.2 По формуле (4.1) определяют пороговое значение поверхностного потенциала $\varphi_{\text{пор}}$, соответствующее инверсии проводимости приповерхностного слоя полупроводника.

4.2.3 По формуле (4.2) определяют величину порогового напряжения на затворе, соответствующего формированию проводящего n -канала в полупро-



водниковой подложке.

4.2.4 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 $U_{ЗИ} - U_{нор} = 1$ В.

4.2.5 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 $U_{ЗИ} = U_{нор} + \Delta U_{ЗИ}$ и значениях $\Delta U_{ЗИ} = 1, 2, 3, 4, 5$ В. 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.

4.2.6 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 $U_{СИ} = 1, 5$ и 10 В и вычисленных значениях $U_{ЗИнор}$.

4.2.7 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.

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.

5 Практическая работа № 5. Термоэмиссионные характеристики вакуумного диода

Цель работы: расчет и построение зависимости термоэмиссионного тока от температуры катода; расчет и построение вольт-амперной характеристики вакуумного диода при ограничении тока пространственным зарядом электронов; расчет и построение зависимости анодного тока от напряжения при учете воздействия электрического поля на эмиссионные свойства катода.



5.1 Общие сведения

Одним из основных элементов электровакуумных приборов является термоэмиссионный катод, обеспечивающий формирование электронных потоков в различных типах устройств, которые используются 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:

$$j_s(T) = A(1-\gamma)T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_0 - \Delta\phi}{kT}\right), \quad (5.1)$$

где A – константа, $A = 4\pi me k^2 / h^3$; учитывая значения физических констант, получаем $A = 1,2 \cdot 10^6$ А/(м²·К²).

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 электрон-вольтах. 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 таблице 5.1.

Величина $\Delta\phi$ 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

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

где U_A – напряжение на аноде;

d – расстояние между анодом и катодом.

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

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.

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 электронов:

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

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

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 вольт-амперной 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.

5.2 Программа работы

5.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры вакуумного диода, необходимые для проведения расчетов (таблицы 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 $U_{A\max}$.

Таблица 5.2 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	Материал катода	Расстояние между анодом и катодом		Максимальное анодное напряжение $U_{A\max}$, В
		d_1 , см	d_2 , 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

5.2.2 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. Для применимости результатов расчета к характерным размерам электронных вакуумных приборов целесообразно определять полный эмиссионный ток $I_S = j_S(T)S$, принимаемая площадь электродов в диоде S , равной 0,5 см².

5.2.3 По формуле (5.4) производится расчет зависимости от напряжения полного анодного тока $I_A = j_A(U_A)S$ вакуумного диода при ограничении тока пространственным зарядом электронов для двух расстояний между анодом и катодом при рабочей температуре катода (см. таблицу 5.1). Определение анодного тока диода проводится при заданной площади электродов до режима насыщения, при котором $I_{A\max} = I_S(T)$. Результаты расчетов должны быть представлены в виде графических зависимостей тока от напряжения и при вычисленном максимальном значении тока выбирается не более 10 точек на вольт-амперной характеристике диода.

5.2.4 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 фактор ограничения анодного тока пространственным зарядом электронов и насыщение тока при заданной температуре катода.

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.

6 Практическая работа № 6. Траектории электронного пучка в электровакуумных приборах с электростатическим отклонением

Цель работы: расчет и построение траектории электронов в отклоняющей системе и при движении к экрану; расчет и построение частотной зависимости чувствительности осциллографа к электростатическому отклонению; расчет и построение интерференционных фигур на экране осциллографа.

6.1 Общие сведения

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 (рисунок 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 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.

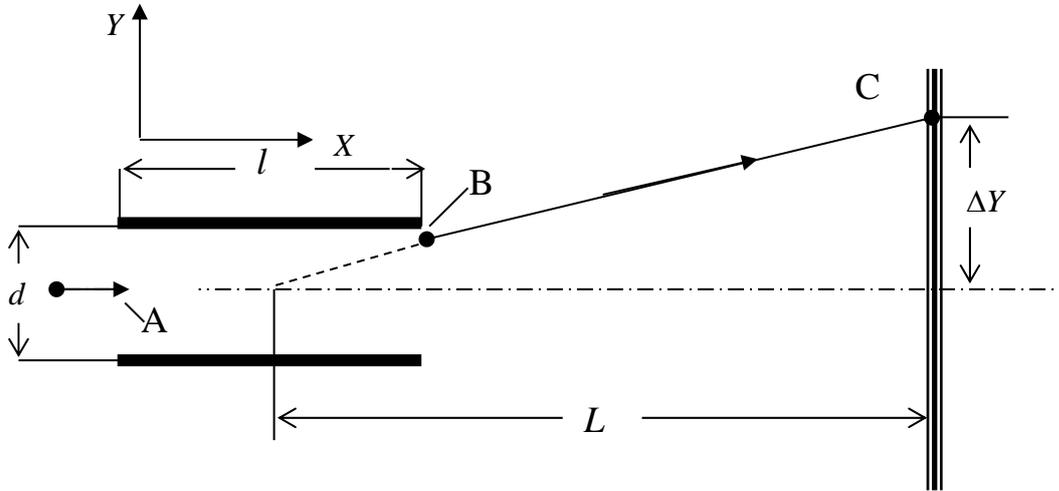


Рисунок 6.1 – Траектория электрона, движущегося между отклоняющими пластинами с последующим перемещением к экрану

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 поле определяется из выражения

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

где E_y – напряженность электрического поля между пластинами, $E_y = \tilde{U}/d$;

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 , эВ, приобретаемую в поле ускоряющего электрода, со скоростью v_0 , м/с; $v_0 = 5,93 \cdot 10^5 (eU)^{1/2}$. В этом соотношении учтены значения заряда и массы электрона, выраженные в единицах СИ.

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:

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

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

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

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:

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

где $\omega = 2\pi f$.

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:

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

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

где T_X и T_Y – соответствующие периоды переменных напряжений, подаваемых на горизонтально и вертикально отклоняющие пластины, $T_X = 1/f_X$, $T_Y = 1/f_Y$. 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 эллипс, 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.

6.2 Программа работы

6.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры, необходимые для проведения расчетов (таблица 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 .

Таблица 6.1 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	Напряжение на электронно-лучевой трубке и параметры отклоняющей системы					Частота и фазовые сдвиги		
	U_0 , В	\tilde{U} , В	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

6.2.2 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.

6.2.3 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.

6.2.4 Расчет и построение фигур на экране осциллографа при переменных напряжениях различной частоты на отклоняющих пластинах. Расчет производится по координатам X и Y электронного луча (6.8) и (6.9) 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 выбираются на интервале времени, соответствующем наибольшему периоду из двух напряжений на отклоняющих пластинах с шагом, равным 0,1 этого интервала. Входящие в

соотношения (6.8) и (6.9) величины $A_X = A_Y$ принимаются равными 10 см, что соответствует максимальному отклонению луча на экранах обычно применяемых осциллографов.

6.2.5 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.

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.

7 Практическая работа № 7. Движение электронов в магнитном поле электровакуумных приборов

Цель работы: расчет и построение траекторий электронов в магнитной отклоняющей системе электронно-лучевой трубки; расчет минимальной напряженности магнитного поля и тока соленоида при различных значениях поперечной составляющей скорости электронов; расчет и построение траекторий электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях.

7.1 Общие сведения

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 электро-



магнитной 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 траекториям. 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:

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

где \vec{B} – вектор индукции магнитного поля;

\vec{v}_{e0} 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

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

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

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

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 мегагерцах).

7.1.1 Движение электронов в поперечном магнитном поле. 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} (рисунок 7.1), величина



которой определяется потенциал ускоряющего электрода электронно-лучевой трубки $U_{\text{уск}}$:

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

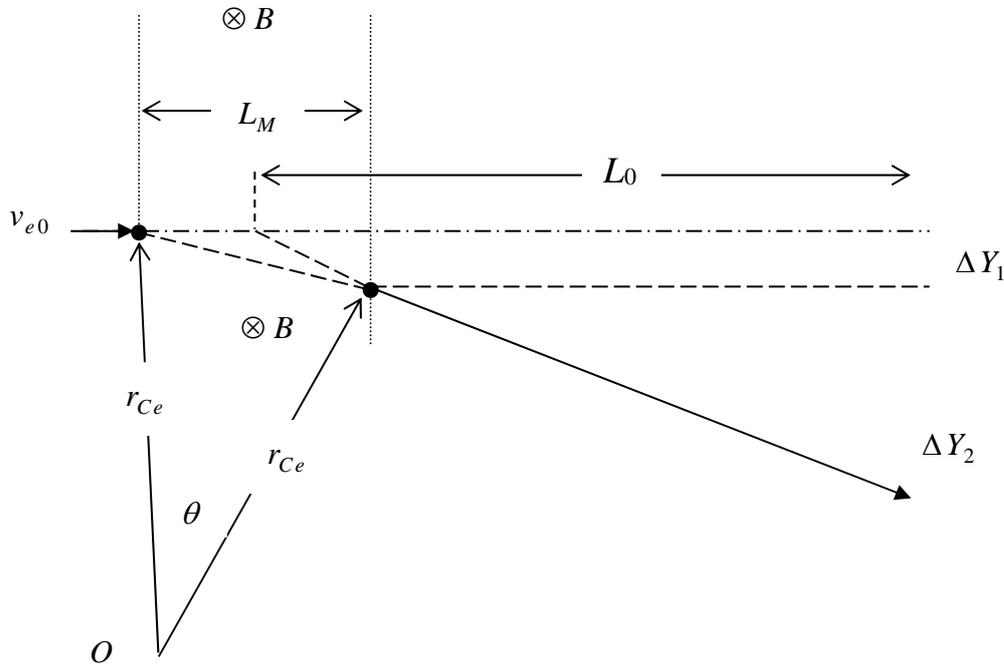


Рисунок 7.1 – Траектория электронного пучка в электронно-лучевой трубке с магнитным отклонением (L_M – протяженность области поперечного магнитного поля вдоль оси трубки)

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

$$\Delta Y = \Delta Y_1 + \Delta Y_2 = \left(\frac{e}{2m_e U_{\text{уск}}} \right)^{1/2} B L_M L_0. \quad (7.7)$$

Чувствительность к магнитному отклонению определяют по отношению $S_{\text{магн}} = \Delta Y / B$, это отклонение (обычно в миллиметрах), вызываемое магнитным полем в 1 Тл.

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

7.1.2 Движение электронов, входящих в магнитное поле под углом.

Движение электронов, входящих в магнитное поле соленоида под углом θ к его оси (рисунок 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.

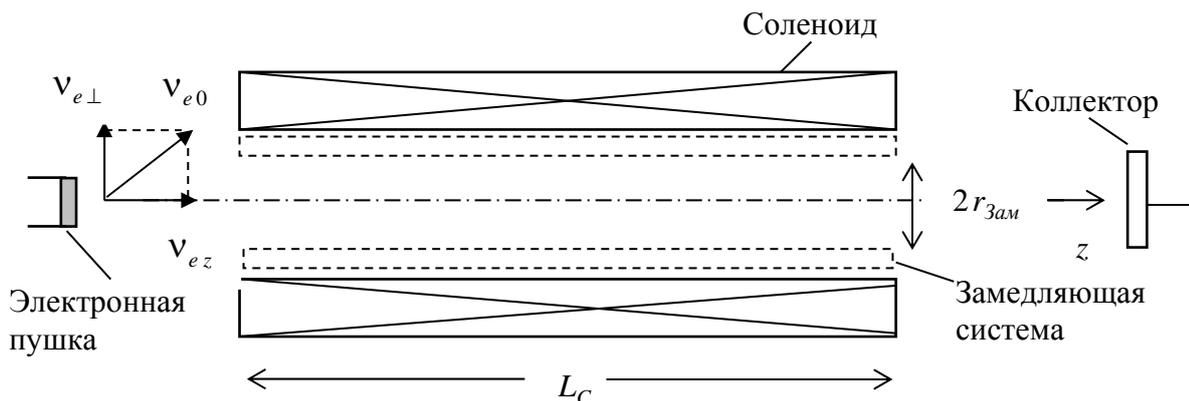


Рисунок 7.2 – Движение электронов под углом к магнитному полю в лампе бегущей волны типа «О»

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. 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 , А/м, определяемой по формуле

$$H = \frac{N_C I_C}{L_C}, \quad (7.10)$$

с 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, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, из соотношений (7.9) и (7.10) получаем выражение для минимального тока соленоида

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

7.1.3 Движение в электромагнитном поле. 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 (рисунок 7.3). Такая конфигурация полей соответствует формированию электронных пучков в СВЧ-приборах магнетронного типа.

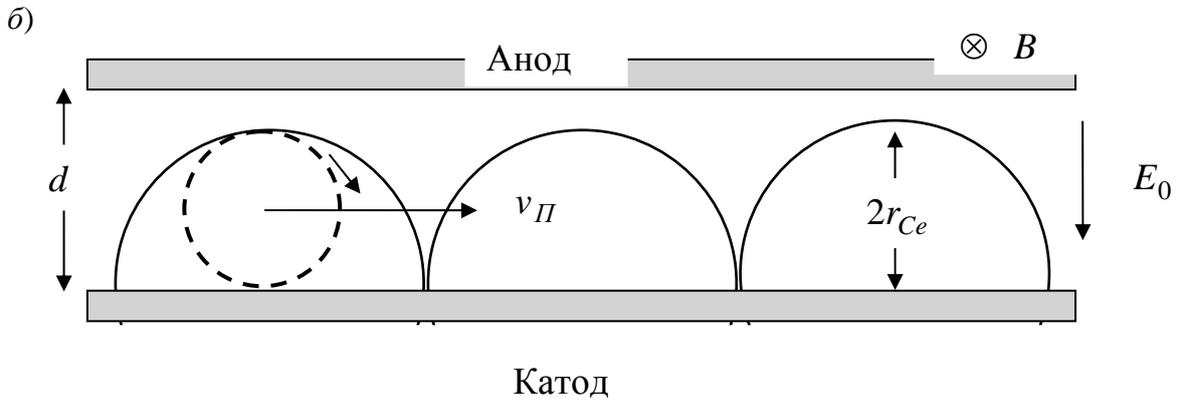
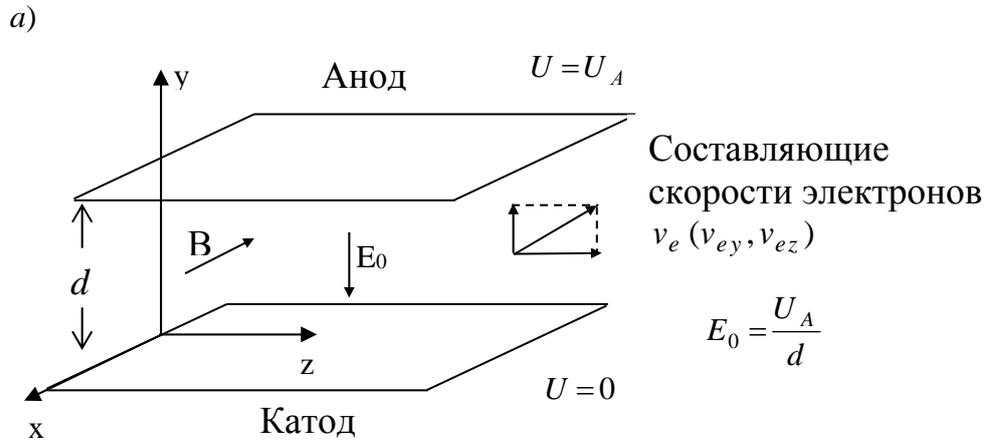
Сила, действующая на электрон, складывается из двух сил – электрической $\vec{F}_{эл}$ (силы Кулона) и магнитной \vec{F}_M (силы Лоренца):

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

При имеющих место на рисунке 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:



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



а – структура полей; б – циклоидальное движение электронов в пространстве между анодом и катодом

Рисунок 7.3 – Движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях

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

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

в которых

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

где 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 $v_{\Pi} = \frac{E_0}{B}$ и кругового движения с частотой вращения ω_{ce} . При этом $a = v_{\Pi} t$ описывает движение центра окружности, v_{Π} 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.

7.2 Программа работы

7.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры, необходимые для проведения расчетов (таблица 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 $U_{уск}$.

Таблица 7.1 – Исходные данные для проведения расчетов

Номер варианта	Поперечное магнитное поле				Продольное магнитное поле				Скращенные электрическое и магнитное поля	
	B , мТл	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	0,05	2	10	100	30	500	1,5	5	150	2,5
2	0,1	4	20	125	35	600	2	10	175	3
3	0,15	6	30	150	40	700	2,5	15	200	3,5
4	0,2	8	40	175	45	800	3	20	225	4
5	0,25	10	50	200	50	900	3,5	25	250	4,5
6	0,3	2	10	225	30	1000	4	30	275	5
7	0,35	4	20	250	35	1250	4,5	35	300	5,5
8	0,4	6	30	275	40	1500	5	5	325	6
9	0,45	8	40	300	45	1750	1,5	10	350	6,5
10	0,5	10	50	325	50	2000	2	15	375	7



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.

7.2.2 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 таблице 7.1.

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.

7.2.3 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 $B = 0,5 B_{кр}; B_{кр}; 2 B_{кр}$.

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?



8 Практическая работа № 8. Режимы генерации СВЧ-колебаний и параметры колебательной системы отражательного клистрона

Цель работы: определение зон генерации и интенсивности СВЧ-колебаний при изменении напряжения на отражателе; расчет электронной перестройки частоты в зонах генерации СВЧ-колебаний; определение размеров резонатора и диапазона механической перестройки частоты.

8.1 Общие сведения

Отражательный клистрон является прибором, в котором осуществляется кратковременное взаимодействие электронного потока с СВЧ-полем резонансной колебательной системы. При этом 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 500 МГц до 200...300 ГГц. 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 (рисунок 8.1).

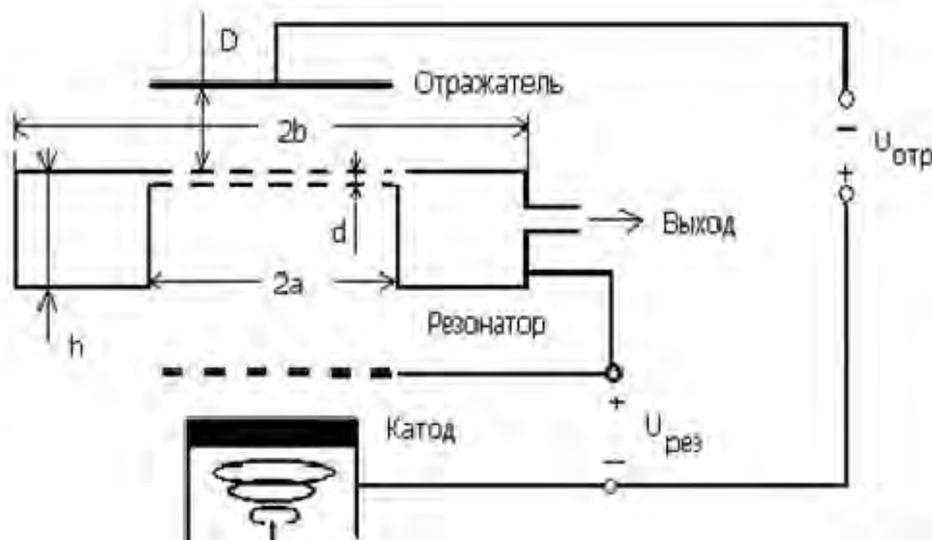


Рисунок 8.1 – Основные элементы конструкции отражательного клистрона

Поскольку резонатор является высокочастотной колебательной системой, в зазоре между сетками резонатора возникает флуктуационное электрическое поле, достаточно большой интенсивности на собственной частоте резонатора. 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.

При выполнении условия баланса фаз генерация СВЧ-колебаний происходит при определенных значениях напряжения на резонаторе и отражателе. Это так называемые зоны генерации колебаний, номер которых означает число пропущенных периодов СВЧ-поля резонатора, когда электронный пучок не взаимодействует с полем. Обычно зоны генерации колебаний в отражательном клистроне устанавливаются путем изменения напряжения на отражателе при постоянном напряжении на резонаторе. Максимум в центре зоны генерации соответствует оптимальному времени пролета электронами пространства между резонатором и отражателем, при котором электронный пучок возбуждает в резонаторе СВЧ-колебания. Для каждой зоны генерации оптимальное время пролета определяется соотношением:

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

где n – номер зоны, $n = 0, 1, 2, \dots$;

T и f – период и частота генерируемых колебаний.

Это соотношение характеризует условие баланса фаз в отражательном клистроне как генераторе электромагнитных колебаний.

Условие баланса амплитуд сводится к превышению мощности, передаваемой электронным пучком СВЧ-полю, суммарной мощности потерь в резонаторе и мощности, поступающей в нагрузку.

При определении условий эффективного взаимодействия электронных потоков с СВЧ-полем используют понятие угла пролета. Угол пролета в отражательном клистроне $\theta = \omega\tau_{np} = 2\pi\tau_{np}/T$ – это изменение фазы СВЧ-поля в зазоре резонатора за время пролета электронами тормозящего поля в пространстве «резонатор – отражатель». Связь угла пролета электронов с напряжением на резонаторе $U_{рез}$ и отражателе $U_{отр}$ можно представить в следующем виде:

$$\theta = \frac{4\pi f D \sqrt{2m_e U_{рез}} / e}{U_{рез} - U_{отр}}, \quad (8.2)$$

где D – расстояние между резонатором и отражателем;

e и m_e – заряд и масса электрона.

Связь между номером зоны генерации напряжениями на отражателе и резонаторе в центре зоны можно представить в виде соотношения



$$n + 3/4 = \frac{4 f D}{v_0 (1 - U_{omp n} / U_{рез})}, \quad (8.3)$$

где v_0 – скорость немодулированного электронного потока в зазоре резонатора,
 $v_0 = \sqrt{2 e U_{рез} / m_e}$;

$U_{omp n}$ – напряжение на отражателе в центре зоны генерации с номером n .

При проведении расчетов можно воспользоваться формулой, связывающей скорость электронов v_0 , м/с, с напряжением на резонаторе $U_{рез}$, В;
 $v_0 = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U_{рез}}$ (в этой формуле учтены значения заряда и массы электрона).

В соответствии с (8.3) количество зон генерации при заданных значениях напряжения на резонаторе $U_{рез}$, выбранной частоты f и расстояния D определяется значениями n , при которых $U_{omp n} < 0$. Это условие можно представить в виде

$$n < 4 f D / v_0 - 3/4, \quad (8.4)$$

определяющем максимальный номер зоны генерации, начиная с $n=0$. Из этого соотношения следует, что с увеличением частоты и размеров области группирования электронов возрастает количество зон генерации в рабочем интервале напряжений на резонаторе.

Мощность, отдаваемую электронным потоком полю резонатора в каждой из зон генерации СВЧ-колебаний, можно представить в следующем виде:

$$P_{вых} = - I_0 U_{рез} X J_1(X) \frac{2 \sin(\theta_1 + \theta_2)}{\theta_2 - \theta_1}, \quad (8.5)$$

где I_0 – величина тока клистрона;

X – параметр группирования электронов в пространстве между сетками резонатора и отражателем;

$J_1(X)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка (для первой гармоники конвекционного тока в зазоре между сетками резонатора);

θ_1 – угол пролета электронами зазора между сетками резонатора;

θ_2 – угол пролета электронами пространства между резонатором и отражателем.

Представляют интерес режимы работы отражательного клистрона при оптимальном значении параметра группирования $X=2,41$, при котором входящая в формулу (8.5) функция $X J_1(X)$ принимает максимальное значение, равное 1,25. Максимальная мощность колебаний, передаваемая электронным пучком СВЧ-полю, имеет место в центре зоны генерации, когда $\sin(\theta_1 + \theta_2) = -1$, при этом $\theta_{opt} = \theta_1 + \theta_2 = 2\pi(n + 3/4)$, что соответствует оптимальному времени пролета электронов (8.1).

Анализ соотношения (8.5) показывает, что режим генерации СВЧ-колебаний в клистроне, в котором выходная мощность $P_{вых} > 0$, происходит в области значений углов пролета:



$$2\pi(n + 3/4) - \pi/2 < \theta_1 + \theta_2 < 2\pi(n + 3/4) + \pi/2. \quad (8.6)$$

Это соотношение соответствует выполнению условия баланса фаз. Для упрощения расчетов в соотношениях (8.5) и (8.6) можно не учитывать изменение фазы СВЧ-поля при пролете электронов зазора между сетками резонатора, считая при этом $\theta_1 \ll \theta_2$. Возникающая при этом погрешность в определении зон генерации колебаний оказывается несущественной.

Зависимость максимальной мощности СВЧ-колебаний в центре зоны генерации от номера зоны n можно определить из соотношения

$$P_{\text{вых } n}^{\text{max}} = \frac{2,5}{2\pi n + 1,5\pi} P_0, \quad (8.7)$$

в этом соотношении обозначена мощность, потребляемая клистроном, $P_0 = I_0 U_{\text{рез}}$. Из (8.7) следует, что с увеличением номера зоны генерации уменьшается электронный коэффициент полезного действия клистрона, который можно оценить по отношению $P_{\text{вых } n}^{\text{max}} / P_0$.

При определении мощности колебаний внутри зоны генерации можно воспользоваться соотношением, полученным из (8.5)–(8.7), которое учитывает фазовую отстройку от центра зоны генерации $\Delta\theta$:

$$P_{\text{вых } n}(\Delta\theta) = \frac{2\pi n + 1,5\pi}{2\pi n + 1,5\pi + \Delta\theta} P_{\text{вых } n}^{\text{max}} \cos \Delta\theta, \quad (8.8)$$

при этом для каждой зоны генерации фазовая отстройка $\Delta\theta$ изменяется в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$.

Отметим, что формулы (8.5), (8.7) и (8.8) получены из теории малых амплитуд, описывающей процесс взаимодействия электронного пучка с СВЧ-полем, и получаемые при этом оценки мощности колебаний оказываются завышенными. Неточность в определении мощности колебаний уменьшается с ростом номера зоны n и применяемые формулы достоверны при значениях $n \geq 5$.

Фазовую отстройку от центра зон генерации $\Delta\theta$ можно осуществить изменением напряжения на отражателе $U_{\text{отр } n}$ при постоянном напряжении на резонаторе $U_{\text{рез}}$. Связь $\Delta\theta$ с изменением напряжения на отражателе $\Delta U_{\text{отр}}$ можно представить в виде приближенного соотношения

$$\Delta\theta = \frac{2\pi n + 1,5\pi}{U_{\text{рез}} - U_{\text{отр } n}} \Delta U_{\text{отр}}, \quad (8.9)$$

применимого при значениях $\Delta U_{\text{отр}} \ll |U_{\text{отр } n}|$, что обычно выполняется в зонах генерации колебаний отражательного клистрона.

Важное свойство отражательного клистрона – это возможность электронной перестройки частоты внутри каждой из зон генерации колебаний.



Такая перестройка частоты связана с различным характером реактивной проводимости, вносимой электронным пучком в СВЧ-резонатор при изменении фазовой отстройке от центра зоны генерации. При изменении напряжения на отражателе сгусток электронов в пучке может отставать или опережать максимум СВЧ-напряжения на сетках резонатора. В этих условиях электронный пучок вносит в резонатор индуктивную или емкостную проводимость. В результате чего изменяется частота колебаний относительно частоты в центре зоны, равной собственной частоте СВЧ-резонатора. Частота колебаний в зонах генерации зависит от угла пролета электронов θ :

$$f_{ген} = f_{рез} (1 + \text{ctg} \theta / 2Q_n), \quad (8.10)$$

где Q_n – нагруженная добротность резонатора.

Заметим, что нагруженная добротность определяется с коэффициентом 2π отношением энергии, накопленной в резонаторе, к энергии, рассеянной в резонаторе и во внешней цепи за период колебаний на резонансной частоте. Величина Q_n зависит как от свойств применяемого в отражательном клистроне резонатора, так и от характеристик внешней цепи, образованной волноводной или коаксиальной линией, и величиной согласованной нагрузки на выходе. Для упрощения расчетов примем характерное значение $Q_n = 150$, полученное из результатов испытаний отражательных клистронов в диапазоне частот 3...10 ГГц.

С учетом (8.10) частотную отстройку от резонанса Δf , вызванную изменением напряжения на отражателе, можно представить в виде

$$\Delta f = -\frac{1}{2} f_{рез} \frac{\text{tg} \Delta \theta}{Q_n}. \quad (8.11)$$

Крутизну электронной перестройки частоты отражательного клистрона $S = \Delta f / \Delta U_{отр}$ в центре зон генерации можно оценить по приближенной формуле

$$S = \frac{\pi(n+3/4) f_{рез}}{Q_n (U_{рез} - U_{отр n})}. \quad (8.12)$$

Собственная частота резонатора, применяемого в конструкции отражательного клистрона, изображенного на рисунке 8.1, определяется по формуле

$$f_{рез} = \frac{c}{\pi a \sqrt{\frac{2h}{d} \ln \frac{b}{a}}}. \quad (8.13)$$

В этой формуле ширину зазора резонатора выбирают из условия оптимальности угла пролета зазора $\theta_1 = \omega \tau = 2\pi f (d/v_0)$, полагая $\theta_{лонг} \approx 0,75\pi$, при этом коэффициент взаимодействия электронного потока с СВЧ-полем составляет 0,7...0,8. При проведении расчетов рассматриваем форму резо-



натора 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 .

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

Определение диапазона механической перестройки частоты клистрона в данной работе производится, исходя из возможности изменения геометрических размеров резонатора. Такую перестройку частоты в данной работе предлагается производить путем деформации зазора и изменении его и ширины в пределах $\Delta d = 0,3d$. Соответствующие значения частот колебаний отражательного клистрона f_{max} при деформации $-\Delta d$ и f_{min} при деформации $+\Delta d$ определяют по формуле (8.13). По разности значений f_{max} и f_{min} определяют диапазон механической перестройки частоты.

8.2 Программа работы

8.2.1 Для каждого из вариантов работы задаются параметры расчета, представленные в таблице 8.1:

- требуемая частота генерируемых колебаний, определяемая собственной частотой резонатора $f_{рез}$;
- напряжение источника питания, определяющее напряжение на резонаторе $U_{рез}$;
- ток I_0 , потребляемый отражательным клистроном;
- 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 путем изменения ширины зазора Δd .

Таблица 8.1 – Исходные данные для проведения расчетов



Номер варианта	Частота f , ГГц	Напряжение на резонаторе $U_{рез}$, В	Ток, I_0 , мА	Продольный размер резонатора D , мм	Диаметр электронного потока $2a$, мм
1	1,0	300	120	10,0	12,0
2	2,0	250	100	5,0	10,0
3	2,5	300	110	4,0	10,0
4	3,0	250	130	3,0	10,0
5	5,0	300	80	2,5	7,5
6	6,0	350	90	2,5	7,5
7	7,5	400	70	2,0	6,0
8	10,0	250	60	1,5	6,0
9	15,0	450	40	1,5	5,0
10	20,0	500	50	1,5	5,0

8.2.2 По формуле (8.3) определяются зоны генерации колебаний по напряжению на отражателе последовательно для значений $n = 0, 1, 2, \dots$, при которых $U_{отр n} \leq 0$. При этом максимальное количество зон генерации с учетом зоны $n = 0$ сравнивается с представленной выше оценкой n_{max} по формуле (8.4).

8.2.3 Для вычисленных номеров зон генерации колебаний по формуле (8.7) необходимо определить максимальную выходную мощность $P_{вых n}^{max}$ в каждой из зон и соответствующие значения электронного коэффициента полезного действия $P_{вых n}^{max} / P_0$, учитывая при этом заданные значения потребляемого клистрономом тока I_0 . Вычисление мощностей и коэффициентов полезного действия при достаточно большом числе зон генерации следует ограничиться значениями $n \leq 10$. Результаты вычислений $U_{отр n}$, $P_{вых n}^{max}$ и $P_{вых n}^{max} / P_0$ для центров зон генерации представить в виде таблицы 8.2.

Таблица 8.2 – Зоны генерации СВЧ-колебаний по напряжению на отражателе и параметры отражательного клистрома

Номер зоны n	
Напряжение на отражателе $U_{отр}$, В	
Максимальная выходная мощность в центре зоны генерации $P_{вых n}^{max}$, Вт	
Электронный коэффициент полезного действия $P_{вых n}^{max} / P_0$	
Крутизна электронной перестройки частоты в центре зоны генерации S , МГц/В	

8.2.4 В соответствии с формулой (8.8) производится определение зависимости выходной мощности от фазовой отстройки $P_{вых n}(\Delta\theta)$ для номеров зон генерации $n = 0, 1, 2$. В пределах изменения $\Delta\theta$ вычисления производятся через интервалы $\leq 0,1\pi$. С учетом связи фазовой отстройки $\Delta\theta$ и изменения напряжения на отражателе $\Delta U_{отр}$, представленной в формуле (8.9), следует



рассчитать зависимость выходной мощности от отстройки по напряжению от центра зоны $P_{вых n}(\Delta U_{отр})$.

8.2.5 Расчет электронной перестройки частоты колебаний в зависимости от фазовой отстройки производится по формуле (8.11). В качестве номеров зон генерации рассматриваются значения $n=0, 1, 3$. С учетом связи фазовой отстройки $\Delta\theta$ и изменения напряжения на отражателе $\Delta U_{отр}$, представленной в формуле (8.9), следует рассчитать и представить частотную отстройку колебаний от собственной частоты резонатора в виде функции отстройки по напряжению в центре зоны $\Delta f(\Delta U_{отр})$.

8.2.6 Результаты расчетов мощности колебаний и частот для каждой из зон колебаний со значениями $n=0, 1, 2$ представить графически в виде зависимостей от полного угла пролета $\theta=2\pi(n+3/4)+\Delta\theta$ и соответствующих значений напряжения на отражателе $U_{отр}=U_{отр n}+\Delta U_{отр}$. При этом значения $\theta=2\pi(n+3/4)$ и $U_{отр}=U_{отр n}$ соответствуют оптимальным углам пролета и напряжениям на отражателе в центрах зон генерации.

8.2.7 По формуле (8.12) производится определение крутизны электронной перестройки частоты в каждой из зон генерации. Результаты расчетов представить в таблице 8.2.

8.2.8 Определяется оптимальная ширина зазора d резонатора и по формуле (8.13) производится вычисление его продольного размера h . По этой же формуле определяется диапазон механической перестройки частоты клистрона по заданным размерам резонатора и изменению 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?



Список литературы

1 Информационно-измерительная техника и электроника. Преобразователи неэлектрических величин: учебное пособие для вузов / Под общ. ред. О. А. Агеева, В. В. Петрова. – 2-е изд., испр. и доп. – Москва: Юрайт, 2018. – 158 с.

2 **Гаман, В. И.** Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие / В. И. Гаман. – Томск: НТЛ, 2000. – 426 с.

3 **Морозова, И. Г.** Физика электронных приборов: учебник для вузов / И. Г. Морозова. – Москва: Атомиздат, 1980. – 392 с.

4 **Аваев, Н. А.** Электронные приборы: учебник для вузов / Н. А. Аваев, Г. Г. Шишкин; под ред. Г. Г. Шишкина. – Москва: МАИ, 1996. – 544 с.

5 **Линч, П.** Задачи по физической электронике (с решениями и комментариями) / П. Линч, А. Николайдес. – Москва: Мир, 1975. – 264 с.

6 **Спиридонов, О. П.** Физические основы твердотельной электроники: учебное пособие / О. П. Спиридонов. – Москва: Высшая школа, 2008. – 191 с.

7 **Кирдяшев, К. П.** Моделирование физических процессов в электронных приборах: учебное пособие / К. П. Кирдяшев. – Москва: МАИ, 2007. – 82 с.

