

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

**Методические указания к лабораторным работам
по одноименной дисциплине для студентов
специальности 1-48 01 01 «Химическая технология
неорганических веществ, материалов и изделий»
специализации 1-48 01 01 13 «Химическая технология
квантовой и твердотельной электроники»**

Минск 2022

УДК 620.197+620.22(076.5)
ББК 30.3я73
Ф74

Рассмотрены и рекомендованы к изданию редакционно-издательским советом Белорусского государственного технологического университета.

С о с т а в и т е л ь
Н. В. Богомазова

Р е ц е н з е н т
доцент кафедры автоматизации производственных процессов и электротехники Белорусского государственного технологического университета кандидат технических наук *И. О. Оробей*

Физическая электроника и электронные приборы : метод. Ф74 указания к лабораторным работам по одноименной дисциплине для студентов специальности 1-48 01 01 «Химическая технология неорганических веществ, материалов и изделий» специализации 1-48 01 01 13 «Химическая технология квантовой и твердотельной электроники» / сост. Н. В. Богомазова. – Минск : БГТУ, 2022. – 68 с.
ISBN 978-985-897-003-1.

Издание содержит базовые теоретические сведения и методические указания к выполнению и защите восьми лабораторных работ, которые разделены на две группы: исследования особенностей электропереноса в полупроводниковых материалах и изучение характеристик функциональных контактов, а также выходных параметров базовых микро- и оптоэлектронных дискретных приборов, включая полупроводниковые диоды, транзисторы, фотопреобразователи.

УДК 620.197+620.22(076.5)
ББК 30.3я73

ISBN 978-985-897-003-1

© УО «Белорусский государственный технологический университет», 2022

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное издание является методическим пособием для проведения лабораторных занятий по учебной дисциплине «Физическая электроника и электронные приборы». Цель выполнения лабораторных работ – закрепление и углубление теоретических сведений об электронно-транспортных свойствах полупроводников, а также особенностях функционирования наиболее важных современных изделий электронной техники на примере устройств полупроводниковой электроники, включая полупроводниковые диоды, транзисторы, фотопреобразователи. Тематика лабораторных работ максимально приближена к тематике, связанной с выполнением курсовых и дипломных проектов. Материал издания в значительной части разработан доцентом Почтенным А. Е. при участии выпускников кафедры химии, технологии электрохимических производств и материалов электронной техники.

В методических указаниях представлено 8 базовых лабораторных работ, охватывающих основные разделы теоретического материала. Среди них первые три посвящены изучению особенностей электропереноса в полупроводниковых материалах. Следующие три – измерения выходных параметров микроэлектронных приборов (диодов и транзисторов). Завершающие две работы предполагают исследование выходных параметров оптоэлектронных приборов на примере светоизлучателя и фотоприемника.

При выполнении лабораторных работ необходимо стремиться максимально полно достигнуть целей. Теоретические сведения в данном издании приведены кратко, в объеме, достаточном для подготовки к осознанному выполнению экспериментальной части работы. При теоретической подготовке к защите выполненной работы необходимо использовать электронный конспект по одноименной дисциплине, а также учебные пособия из списка рекомендуемой литературы.

Оформленные работы включают *название* лабораторной работы, ее *цель*, краткие *теоретические сведения* с обязательным представлением расчетных формул, используемых при обработке экспериментальных результатов, изложение *содержания экспериментов*, включая характеристику объектов, методов и условий исследований, *результаты измерений* в виде таблиц и графиков, содержащих первичные и обработанные данные, а также *вывод*, в котором отражают содержание опытов, полученные качественные и количественные результаты и оценку достоверности полученных данных.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель: изучение метода определения ширины запрещенной зоны в полупроводниках по спектрам оптического поглощения; выявление характера влияния особенностей зонной структуры на величину погрешности определения оптической ширины запрещенной зоны.

Теоретические сведения

Современная электронная теория материалов, в частности полупроводников как ключевых материалов электронной техники, базируется на *зонной модели*. Согласно этой модели при сближении атомов на достаточно малые расстояния порядка 5 \AA , например, в твердом теле в результате взаимодействия электронов с соседними атомами происходит расщепление *дискретных* атомных энергетических уровней в *квазинепрерывные* энергетические зоны. Последняя заполненная электронами зона называется валентной зоной (ВЗ), а первая незаполненная электронами разрешенная зона – зоной проводимости (ЗП). Между этими разрешенными зонами существует энергетический зазор запрещенных электронных уровней, которые образуют *запрещенную зону* (ЗЗ). Наличие запрещенной зоны, характерное для полупроводников и диэлектриков, обуславливает активационный характер проводимости в этих материалах. Значение ширины запрещенной зоны E_g является фундаментальным параметром полупроводника и определяет такие важные параметры полупроводниковых приборов, как максимальную рабочую температуру, рабочий спектральный диапазон и др.

Наиболее прямым и простым методом исследования зонной структуры полупроводников является спектрофотометрический метод. Он предполагает исследование спектра оптического поглощения, т. е. зависимости коэффициента поглощения (или пропускания) квантов электромагнитного излучения оптического диапазона (фотонов), полупроводником от частоты или длины волны падающего на образец излучения. Напомним, что в общем случае спектр (или

спектральная зависимость) представляет собой зависимость некоторого выходного параметра от энергии или величины, непосредственно связанной с энергией. На оптических спектрах в качестве независимой переменной чаще выступает длина волны оптического излучения, которая обратно пропорциональна энергии фотона, т. е. энергетического кванта оптического диапазона, в соответствии со знаменитой квантовой формулой Планка (1):

$$E = h \nu,$$

или

$$E = h \frac{c}{\lambda}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, или элементарный квант действия, который определяет границу между макромиром ньютоновской механики и микромиром квантовой механики, $6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; ν – частота излучения, Гц или с^{-1} ; c – скорость света в вакууме, $3 \cdot 10^8$ м/с; λ – длина волны излучения, м.

Спектрофотометрические исследования зонной структуры полупроводников основаны на том, что при взаимодействии света или, другими словами, потока фотонов с твердым телом в результате поглощения фотона электроном возможен переход этого электрона из нижнего в лежащее выше (возбужденное) энергетическое состояние (рис. 1).

Поместив образец полупроводника на выход монохроматора, позволяющего облучать образец фотонами определенной энергии, и исследуя параметры пропускания или поглощения, можно выявить все возможные электронные переходы в твердом теле и получить обширную информацию о распределении электронных уровней по энергиям в полупроводнике. Интенсивность светового потока J при прохождении в теле расстояния x уменьшается от исходного значения J_0 экспоненциально в соответствии с законом Бугера – Ламберта:

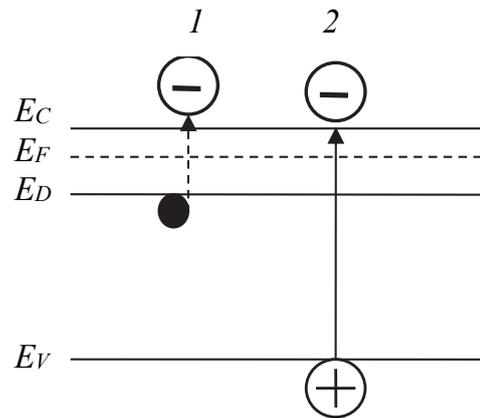


Рис. 1. Схемы электронных переходов в полупроводнике n -типа при поглощении фотонов с пониженной (1) и повышенной (2) энергией

$$J = J_0 \exp(-\alpha x), \quad (2)$$

где α – коэффициент поглощения, пропорциональный вероятности поглощения фотона на единичной длине, см^{-1} .

С учетом процесса отражения фотонов от поверхности твердого тела уравнение (2) принимает вид (3):

$$J = (1 - R) J_0 \exp(-\alpha x), \quad (3)$$

где R – коэффициент отражения.

Вид спектра оптического поглощения конкретного полупроводника (рис. 2) определяется величинами энергий залегания и концен-

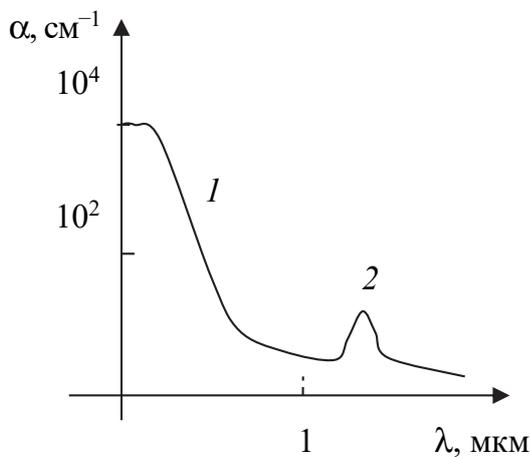


Рис. 2. Общий вид спектра оптического поглощения полупроводника при наличии участков собственного (1)

траций поглощающих центров, которыми могут быть свободные и связанные электроны, а также атомы или ионы кристаллической решетки. В зависимости от особенностей переходов, которые реализуются в материале при поглощении фотонов, выделяют целый ряд видов поглощения, среди которых для полупроводников наиболее практически важными являются *собственное*, *примесное* и *решеточное* (или *фононное*) поглощение. При изучении этих явлений важно учитывать, что ука-

занные, а также другие виды поглощения по-разному влияют на электросопротивление (или электропроводность) полупроводника, которое определяется зарядом, подвижностью и концентрацией носителей заряда в соответствии с формулой (4):

$$\sigma = qn\mu = e\eta\mu = \frac{1}{\rho}, \quad (4)$$

где σ и ρ – удельная электропроводность, $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$, и удельное электросопротивление, $\text{Ом}\cdot\text{м}$ (или чаще $\text{Ом}\cdot\text{см}$); q и e – заряд носителя, Кл ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); n и μ – концентрация, см^{-3} , и подвижность, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, носителей заряда в материале.

Собственное поглощение в полупроводнике сопровождается образованием пар неравновесных носителей заряда (фотоэлектронов

и фотодырок) и возникновением в материале дополнительной биполярной проводимости в виде фотопроводимости. На спектре оптического поглощения полупроводника это поглощение обуславливает проявление в соответствующей области крутой ступеньки, которую называют краем собственного поглощения (рис. 2, участок 1).

Это позволяет определять оптическую ширину запрещенной зоны материала E_g в результате экстраполяции края собственного поглощения на ось абсцисс. Смещение положения края собственного поглощения от длины волны, соответствующей значению h / E_g , связано с особенностями зонной структуры полупроводника.

В частности, вариант зонной структуры, приведенный на рис. 3, соответствует случаю *прямозонного однодолинного* полупроводника, в котором положение максимума дисперсионной кривой потолка валентной зоны E_V совпадает по значению волнового числа с положением минимума дисперсионной кривой дна зоны проводимости E_C . Такая зонная структура характерна, например, для GaN, InAs, GaSb, а также большей части халькогенидных полупроводников классов $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$.

Более сложной зонной структурой обладают *прямозонные двудолинные* полупроводники (рис. 4), например GaAs, InP. В таких материалах совпадают по k экстремумы ЗП и ВЗ, но в зоне проводимости присутствует два минимума, т. е. две потенциальные ямы, в которых стабильно могут находиться электроны проводимости. При этом эффективная масса в долинах 1 и 2 обычно не совпадает, чаще $m_{e1}^* < m_{e2}^*$, следовательно, $\mu_{e1} > \mu_{e2}$.

В *прямозонных* полупроводниках (рис. 3, 4) при активации, например при поглощении фотонов, осуществляются *прямые* электронные переходы (рис. 4), при которых

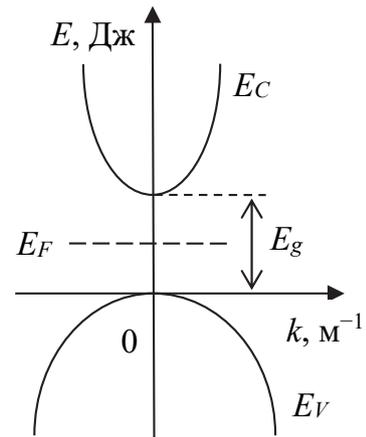


Рис. 3. Энергетическая структура прямозонного полупроводника

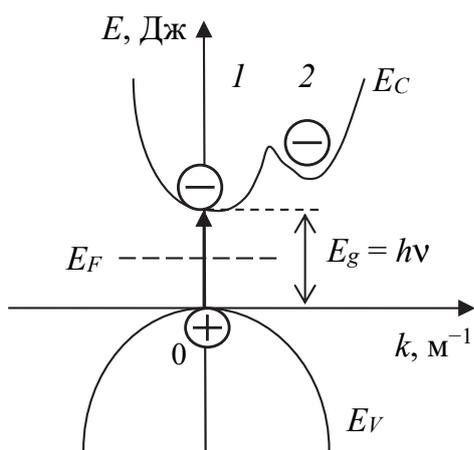


Рис. 4. Энергетическая структура прямозонного двудолинного полупроводника

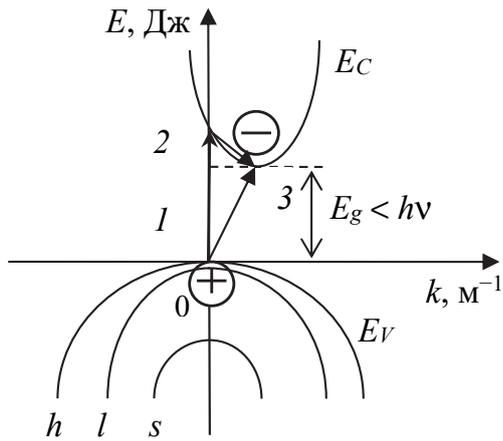


Рис. 5. Энергетическая структура непрямозонного однодолинного полупроводника

в результате поглощения фотонов с энергией $h\nu \geq E_g$ электроны переходят в ЗП, повышая свою энергию на $h\nu$ и не изменяя свой квазиимпульс $p = \hbar k$ и, соответственно, волновое число.

Значительная часть полупроводников, в частности простые полупроводники Si и Ge, некоторые сложные полупроводники (SiC, GaP, AlSb), относятся к *непрямозонным* материалам, в которых положение максимума дисперсионной кривой потолка валентной зоны E_V *не* совпадает по

волновому числу с положением минимума дисперсионной кривой дна зоны проводимости E_C (рис. 5). В этом случае при поглощении полупроводником фотона реализуется *непрямой* электронный переход с изменением и энергии, и импульса электрона. Непрямой переход электрона (рис. 5, переход $1 \rightarrow 3$) осуществляется в два этапа:

- 1) поглощение фотона с энергией $h\nu > E_g$, приводящее к переходу электрона в ЗП с сохранением величины импульса (рис. 5, переход $1 \rightarrow 2$);
- 2) взаимодействие электрона с фононом, сопровождающееся понижением энергии электрона и изменением его импульса при повышении энергии фонона (рис. 5, переход $2 \rightarrow 3$).

Непрямые электронные переходы являются результатом трехчастичных взаимодействий электрон – фотон – фонон, вероятность которых существенно меньше двухчастичных взаимодействий электрон – фотон в случае прямых переходов. Вместе с тем участие фонона, обладающего бóльшим импульсом, чем электрон, обеспечивает изменение импульса электрона. В оптоэлектронных приборах, предпочтительно использовать прямозонные материалы.

Таким образом, в спектре поглощения прямозонных двудолинных полупроводников (GaAs, GaSb, InP и др.) присутствуют два края поглощения, обусловленные переходами электрона в разные долины зоны проводимости. Для непрямозонных материалов (Si, Ge, GaP и др.) край поглощения смещен в коротковолновую область спектра, поскольку поглощение фотона приводит к прямым (вертикальным) переходам с энергией бóльшей, чем зазор между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости (рис. 5, переход $1 \rightarrow 2$).

Примесное поглощение приводит к возбуждению или ионизации примесных атомов (рис. 1, процесс 1) за счет поглощения фотонов с пониженной энергией в узкой области спектра (рис. 2, участок 2). Если электрон в таком случае переходит в зону (проводимости) или из зоны (валентной), то происходит генерация неравновесных носителей заряда и увеличение проводимости материала за счет возникновения монополярной фотопроводимости. Однако при изучении спектров поглощения примесных полупроводников в условиях комнатной температуры следует помнить, что пики примесного поглощения проявляются только для глубоких не ионизованных в условиях эксперимента примесей, у которых глубина залегания примесных электронных уровней $\Delta E_D, \Delta E_A > \frac{3}{2} kT$.

Экситонное поглощение сопровождается переходом электрона из ВЗ в ЗП с возникновением возбужденного электрона, связанного с образовавшейся дыркой. Такое возбуждение, которое может распространяться по кристаллу, называется *экситоном*. Его энергия немного меньше ширины запрещенной зоны, которая определяет минимальную энергию образования пары носителей заряда (несвязанные электрон и дырка). Образование экситонов характерно для полупроводников и диэлектриков. Однако в диэлектриках притяжение между электроном и дыркой велико, что обуславливает повышенную устойчивость экситона. В полупроводниках же экситонные орбиты охватывают несколько элементарных ячеек кристалла (десятки нанометров) и легко распадаются на дефектах с образованием двух носителей, что приводит к генерации носителей заряда и, соответственно, изменению проводимости. Экситонное поглощение проявляется на оптических спектрах появлением узких пиков у края собственного поглощения.

Поглощение *свободными носителями* заряда в полупроводниках проявляется на спектрах оптического поглощения при достаточно высокой концентрации носителей в виде участков монотонного возрастания коэффициента поглощения вплоть до длин волн порядка 100 мкм (неселективное поглощение, рис. 2, область 1) или в виде узких полос (селективное поглощение, рис. 2, область 2). В первом случае не соблюдаются правила отбора, согласно которым реализуются электронные переходы между разрешенными энергетическими уровнями с сохранением квазиимпульса электрона. Такое неселективное поглощение возможно, если, кроме процесса поглощения фотона, в полупроводнике происходит поглощение (или испускание) фонона

либо рассеяние носителей на ионизованных примесях, поскольку именно электрон-фононное взаимодействие обеспечивает соблюдение закона сохранения импульса при переходах с изменением квазиимпульса электрона. В этом случае коэффициент поглощения α связан с проводимостью σ соотношением

$$\alpha = \sigma / c\epsilon_0 n, \quad (5)$$

где c – скорость света в вакууме ($3,00 \cdot 10^8$ м/с); ϵ_0 – электрическая постоянная ($8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м); n – показатель преломления.

Селективное поглощение происходит с выполнением правил отбора и может быть связано, например, с переходами электрона между подзонами валентной зоны, образующимися за счет спин-орбитального взаимодействия электронов. Поглощение носителями заряда приводит к возникновению токов высокой (оптической) частоты и в конечном итоге выделяется в виде джоулева тепла.

Междолинное поглощение характерно для многодолинных полупроводников (рис. 4). Его можно рассматривать как разновидность неселективного поглощения носителями заряда. Особенностью этого поглощения является переход электрона из одного устойчивого (с минимальной потенциальной энергией) состояния в другое более высокоэнергетичное. Эти состояния отличаются эффективной массой, а следовательно, и подвижностью носителей, что отражается на величине электропроводности полупроводника.

Решеточное, или фононное, поглощение особенно важно для веществ с достаточно высокой степенью ионности связи, поскольку фотоактивированная генерация так называемых оптических фононов (изменение энергии тепловых колебаний атомов или ионов в кристаллической решетке) приводит к заметному изменению вектора поляризации диполей в материале. Наиболее активно решеткой поглощаются фотоны, энергия которых близка к энергии собственных колебаний диполей, составляющей десятки мэВ и соответствующей далекой инфракрасной области электромагнитного спектра. Импульс фотона h / λ (где λ в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения составляет величину от 1 мм до 10 нм) существенно меньше квазиимпульса фонона h / a (где a – постоянная решетки, в большинстве случаев имеющая значение менее 1 нм). Поэтому закон сохранения импульса соблюдается при выделении нескольких фононов на 1 поглощенный фотон, что усложняет

структуру спектра решеточного поглощения. Данный вид поглощения определяет окраску материалов.

Плазменное поглощение обусловлено взаимодействием фотонов с плазменными волнами. Эти волны представляют собой согласованные колебания напряженности электрического поля и объемной плотности заряда в режиме, в котором эти колебания взаимно поддерживают друг друга и затухают со временем за счет омических потерь. По сути, плазменные волны представляют собой один из типов нормальных колебаний поля в среде со свободными зарядами. Данный тип поглощения проявляется на так называемой плазменной частоте, которая для полупроводников составляет величину около 10^{12} с⁻¹.

Таким образом, на спектр поглощения оказывают влияние внешние воздействия, способные изменить энергетическое и зарядовое состояние атомов основного вещества, дефектов, колебаний решетки. Такими воздействиями могут быть температура, легирование, деформация, магнитные и электрические поля. Кроме того, следует иметь в виду, что уменьшение плотности потока фотонов может происходить в результате процессов рассеяния света, который не сопровождается поглощением фотонов.

Для экспериментального определения ширины запрещенной зоны, значения которой для наиболее важных полупроводниковых материалов приведены в таблице, можно использовать собственное, а также экситонное поглощения в полупроводнике, сопровождающиеся поглощением фотонов, энергиях которых равна или чуть больше, чем ширина запрещенной зоны, что приводит к переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Некоторые параметры важнейших полупроводников

Параметр	Значения								
	Si	Ge	GaAs	GaP	GaN	InP	InSb	ZnS	SiC
Степень ионности связи, %	0	0	11	12	39	21	10	18	23
Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	1,1	0,7	1,4	2,3	3,4	1,35	0,2	3,7	3,0
Подвижность носителей, см ² /В·с:									
электрона μ_e	1 500	3 800	9 000	190	300	4 600	78 000	140	1 000
дырки μ_h	500	1900	450	120	—	150	750	100	60
Температура плавления $T_{пл}$, °С	1 415	937	1 238	1 467	1 700	1 070	525	1 780	2 205

Определение ширины запрещенной зоны по спектрам оптического поглощения возможно, если на полученной спектральной зависимости наблюдается участок, называемый краем собственного поглощения. Этот участок характеризуется существенным увеличением крутизны спектра, что свидетельствует об интенсивном поглощении фотонов с соответствующей энергией. Для оценки E_g иногда используют спектральную зависимость в первичных измеренных значениях оптической плотности. Однако с учетом особенностей зонной структуры конкретных материалов применяются преобразованные координаты, например зависимость $\sqrt{D} = f(\lambda)$ – в случае непрямозонного Si и зависимость $D^2 = f(\lambda)$ – в случае прямозонного GaAs.

Исследователями для определения ширины запрещенной зоны полученных полупроводниковых материалов, а также выявления особенностей строения энергетических зон, определяющих вид характерных оптических переходов (прямых или непрямых), широко используется обработка спектров поглощения в координатах Тауца (рис. 6) в соответствии с формулой (6):

$$(\alpha h\nu)^n = A (h\nu - E_g), \quad (6)$$

где α – коэффициент оптического поглощения, см^{-1} ; h – постоянная Планка ($6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с); ν – частота электромагнитных колебаний оптического диапазона, с^{-1} ; n – показатель степени, который зависит от зонной структуры полупроводника (для прямозонных $n = 2$, для непрямозонных $n = 1/2$); A – константа (зависит от эффективной массы носителей заряда в материале); E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, Дж.

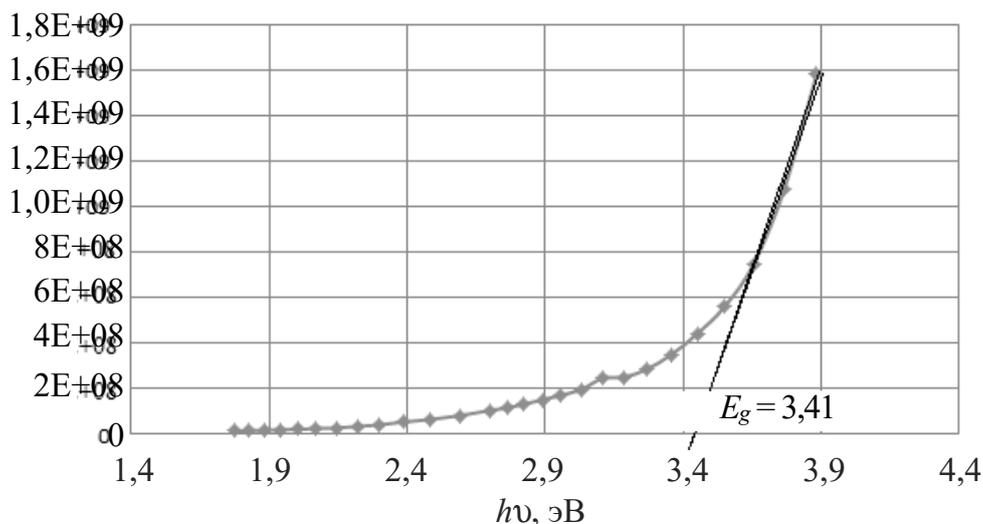


Рис. 6. Пример обработки спектра оптического поглощения прямозонного широкозонного полупроводника в координатах Тауца с помощью программы *Exel*

Описание установки и измерений

В данной работе исследуется оптическое поглощение полупроводниковых образцов в виде сегментов монокристаллических пластин Si и GaAs с помощью спектрофотометра СФ-26 или ПЭ-5300ви. Эти приборы позволяют измерять коэффициент пропускания жидких и твердых веществ в интервале длин волн от 186 до 1100 нм или от 300 до 1000 нм соответственно. Оптические измерения проводятся по методу электрической автокомпенсации. В монохроматический поток излучения поочередно вводят контрольный и измеряемый образцы. За 100% пропускания принимают величину светового потока, установившегося при измерении на контрольном образце, которым часто является воздух. При введении в поток излучения измеряемого образца стрелка измерительного прибора отклоняется пропорционально изменению потока, величина коэффициента пропускания отсчитывается по шкале, отградуированной в процентах пропускания T ($T = \frac{I}{I_0} 100\%$) или единицах оптической плотности D

($D = -\lg \frac{T}{100}$). Для измерений удобнее пользоваться шкалой T и при необходимости пересчитывать полученные значения в D .

Для образцов Si показания снимают в диапазоне длин волн 1100–1030 нм (от 1100 до 1070 нм с шагом 10 нм, далее – с шагом 5 нм), а для GaAs – в диапазоне 940–880 нм (от 940 до 900 нм с шагом 10 нм, далее – с шагом 5 нм).

Проведение экспериментов и обработка результатов

1. Ознакомьтесь с инструкцией к прибору СФ-26 или ПЭ-5300ви и строго следуйте ее указаниям. Перед началом работы проверьте правильность исходного положения всех ручек прибора. После включения в сеть прибор должен быть прогрет в течение 10–20 мин.

2. Поместите исследуемый образец в одно из гнезд держателя, находящегося в кюветном отделении, закройте отсек и установите требуемую длину волны, вращая соответствующую рукоятку в сторону увеличения длины волны излучения. Если при этом шкала повернется на большую величину, то возвратите ее назад на 3–5 нм и снова подведите к требуемому значению.

3. Рукояткой «НУЛЬ» установите стрелку измерительного прибора на уровне отметки «0» шкалы прибора.

4. Проведите измерение для эталона (за 100% пропускания принимается значение светового потока, проходящее через свободное гнездо держателя). Для этого установите на пути потока излучения соответствующее гнездо, перемещая каретку с помощью пронумерованного рычага. Далее откройте шторки фотоэлемента, установив рукоятку шторки в положение «ОТКР.», затем установите стрелку измерительного прибора на деление «100», вращая рукоятку механизма изменения ширины щели.

5. Установите в рабочее положение на пути светового потока измеряемый образец, перемещая каретку пронумерованной рукояткой, и снимите отсчет по шкале пропускания T (или поглощения D). Выведите из потока излучения измеряемый образец и введите контрольный образец (в данном случае свободное окно держателя), при этом стрелка измерительного прибора должна вернуться на деление «100», что соответствует полному прохождению луча.

6. Аналогичные измерения проведите для остальных значений длин волн в указанном диапазоне, а также для другого образца в соответствующем диапазоне длин волн. Проверьте на полученных спектрах наличие края собственного поглощения, который характеризуется повышенной крутизной.

7. Выполните обработку полученных данных, пересчитав пропускание T в значения оптической плотности $D = -\lg \frac{T}{100}$, а значения длины волны λ в величину энергии фотонов E по формуле (1). После обработки данных строятся график $\sqrt{D} = f(E)$ – в случае Si и график $D^2 = f(E)$ – в случае GaAs. С помощью экстраполяции края собственного поглощения на ось абсцисс (энергий) определите значения оптической ширины запрещенной зоны в исследованных полупроводниках.

8. Сравните полученные значения $E_g^{\text{экс}}$ с табличными данными $E_g^{\text{таб}}$ (таблица) и рассчитайте абсолютную $\pm\Delta$ (эВ) и относительную $\pm\delta$ (%) погрешности измерения E_g :

$$\delta = \frac{E_g^{\text{таб}} - E_g^{\text{экс}}}{E_g^{\text{таб}}} 100\%.$$

8. Сформулируйте вывод, отражающий объект и методику исследований, характер полученных спектров оптического поглощения, значения ширины запрещенной зоны E_g для Si и GaAs, а также анализ погрешности измерений с учетом особенностей зонной структуры указанных полупроводников.

Вопросы для самоконтроля

1. Зонная структура полупроводников. 2. Кривые Вильсона. 3. Прямозонные и непрямозонные полупроводники: дисперсионные кривые, примеры материалов. 4. Виды поглощения света в полупроводниках. 5. Условия реализации различных видов фотопоглощения. 6. Влияние различных видов фотопоглощения на удельное электросопротивление полупроводников. 7. Прямые и не прямые электронные переходы в полупроводниках. 8. Отличие коэффициента поглощения α для прямых и не прямых переходов. 9. Характерные электронные переходы для Si и GaAs при поглощении света. 10. Оптический метод определения ширины запрещенной зоны. 11. Погрешность определения оптической ширины запрещенной зоны в прямозонных и непрямозонных материалах.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРЕНИЙ
МЕТОДОМ ВАН ДЕР ПАУ**

Цель: изучение метода электрофизических измерений, разработанного ван дер Пау; определение удельного электропроводности, концентрации и подвижности носителей заряда, а также типа проводимости заданного полупроводника.

Теоретические сведения

С функциональной точки зрения основными характеристиками полупроводников, которые выполняют роль функциональных материалов в значительной части устройств микро-, опто- и наноэлектроники, являются следующие электрофизические параметры:

- ширина запрещенной зоны E_g (от 0,1 до 3,0 эВ);
- тип проводимости (n - (электронная) или p - (дырочная));
- удельное электропроводность ρ (от 1 кОм·м до 1 мОм·м);
- дрейфовая подвижность носителей заряда μ (от 100 до 80 000 см²/В·с).

Фундаментальным электрофизическим параметром полупроводников является ширина запрещенной зоны E_g . Величина E_g во многом определяет величину потенциальных *энергетических барьеров* в функциональных полупроводниковых структурах. На управлении этими барьерами основана работа большинства полупроводниковых приборов. Главным практическим методом определения ширины запрещенной зоны E_g является оптический метод, основанный на изучении спектров оптического поглощения (пропускания), которому посвящена лабораторная работа 1.

Другие величины из вышеуказанных электрофизических параметров полупроводника входят в формулу для удельного электропроводности в виде

$$\sigma = en\mu = \frac{1}{\rho}, \quad (1)$$

где σ и ρ – удельная электропроводность, $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$, и удельное электросопротивление, $\text{Ом}\cdot\text{м}$ (или чаще $\text{Ом}\cdot\text{см}$); q и e – заряд носителя, Кл ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); n и μ – концентрация, см^{-3} , и подвижность, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, носителей заряда в материале.

Ключевой количественной характеристикой полупроводников является удельное электросопротивление ρ , которое указывается в марках полупроводников в $\text{Ом}\cdot\text{см}$. Например, под маркой КДБ-10-1в (111)² обозначается следующий полупроводник: К – кремний; Д – дырочный; Б – легированный бором; 10 – номинальное значение электросопротивления, $\text{Ом}\cdot\text{см}$; 1 – группа по разбросу сопротивления между торцами ($\pm 25\%$); в – подгруппа по диаметру слитка (100 мм); (111) – кристаллографическая ориентация торцевого среза.

Величину удельного электросопротивления материала достаточно точно можно определить с помощью электрических измерений по методу, предложенному в 1958 г. инженером Лео Дж. ван дер Пау, который работал в известной нидерландской транснациональной компании Philips. В этом методе четыре измерительных контакта размещаются симметрично, так, что ток I втекает в образец через один из внешних измерительных контактов (рис. 1, а, исток В), затем всеми возможными путями протекает через образец и в конце концов вытекает из образца через внешний измерительный контакт (рис. 1, а, сток D). При этом чем короче путь протекания тока, тем больше его величина. Поэтому важно при измерениях, чтобы при смене комбинации электродов путь тока оставался приблизительно одинаковым.

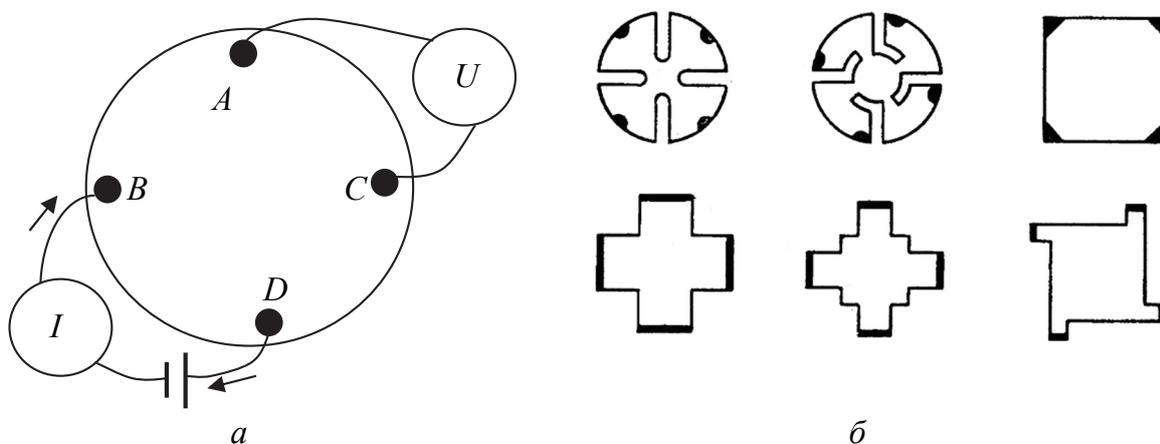


Рис. 1. Схема измерений (а) и формы образцов (б) при определении удельного электросопротивления методом ван дер Пау

Это можно реализовать в образцах симметричной формы, например в виде диска (рис. 1, *a*) или других фигур (рис. 1, *б*). При определении удельного электросопротивления объемного образца (рис. 1, *a*) сила тока I и напряжение U измеряются 4 раза между ближайшими электродами (контактами) с перебором возможных позиций контактов (например, AB , BD , DC , CA) и / или направления пропускания электрического тока через контакты.

По результатам этих измерений с использованием закона Ома рассчитывают абсолютные локальные значения электросопротивления $R_{12,34}$ и $R_{14,32}$ в виде

$$R_{12,34} = \frac{U_{34}}{I_{12}}, \quad R_{14,32} = \frac{U_{32}}{I_{14}}. \quad (2)$$

Ван дер Пау показал, что для произвольного образца замкнутой формы (без отверстий) при использовании точечных измерительных контактов выполняется следующее количественное соотношение между удельным электросопротивлением материала образца ρ и рассчитанными локальными значениями электросопротивления R :

$$\frac{\rho}{d} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{14,32}}{2} f, \quad (3)$$

где d – толщина плоского образца, м; f – коэффициент, который зависит от соотношения локальных значений электросопротивлений $R_{12,34}$ и $R_{14,32}$ и принимает значения от 1 до 0,29 при изменении величины соотношения $R_{12,34} / R_{14,32}$ от 1 до 500.

Из соотношения (2) с учетом формулы для расчета приближенного значения коэффициента f можно получить формулу (3) для расчета удельного электросопротивления исследуемого материала по данным измерений методом ван дер Пау в виде

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{(R_{12,34} + R_{14,32})}{2} \left[1 - \frac{\ln 2}{2} \left(\frac{R_{12,34} - R_{14,32}}{R_{12,34} + R_{14,32}} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Значения удельного электросопротивления исследуемого материала по данным измерений методом ван дер Пау характеризуются достаточно высокой точностью при соблюдении трех основных требований:

1) *образец* должен быть *плоским*, т. е. его толщина должна быть гораздо меньше, чем его размеры в плоскости контактов, что позволяет использовать расчетную формулу (4);

2) наносимые на поверхность образца *контакты* должны быть *точечными*, т. е. их площадь должна быть гораздо меньше площади поверхности образца, что минимизирует влияние электросопротивления контактных материалов и границы раздела между контактом и материалом;

3) *образец* должен иметь *симметричную* форму, чтобы путь тока при разных измерениях практически не отличался.

Измерения по методу ван дер Пау в случае, когда к образцу приложено не только постоянное электрическое поле, но и постоянное поперечное магнитное поле, позволяют определить тип и концентрацию носителей заряда в материале с преобладанием определенной монополярной проводимости (электронной (в полупроводнике *n*-типа) или дырочной (в полупроводнике *p*-типа)). В таком случае фактически измеряемая величина *холловской разности потенциалов* $\pm U_H$, которая возникает как проявление эффекта Холла, зависит от концентрации основных носителей заряда в полупроводнике и имеет разный знак в полупроводниках *n*- и *p*-типа.

Эффект Холла, открытый американским физиком Эдвином Холлом (1855–1938) в 1879 г. (рис. 2) заключается в возникновении постоянного электрического поля, или холловской разности потенциалов U_H , в материале, к которому приложено поперечное электромагнитное поле, т. е. поле, в котором вектор напряженности электрического поля \vec{E} и вектор магнитной индукции магнитного поля \vec{B} перпендикулярны друг другу. В этом случае холловская разность потенциалов возникает в результате отклонения носителей заряда силой Лоренца F_L к одной из граней образца.

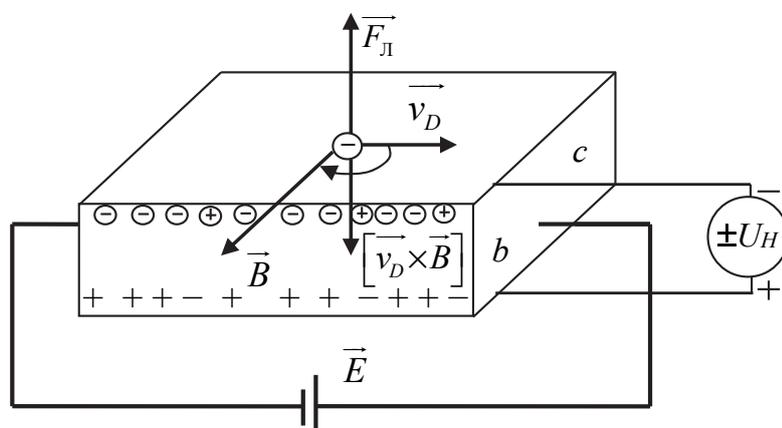


Рис. 2. Схема возникновения холловской разности потенциалов U_H

Для примера на рис. 2 приведен случай, когда в приложенном к образцу электрическом поле возникает дрейфовая скорость для электрона \vec{v}_D , направленная от отрицательного к положительному полюсу источника электрического поля. Со стороны приложенного магнитного поля с индукцией \vec{B} на движущийся электрон действует сила Лоренца \vec{F}_L , открытая нидерландским физиком Хендриком Лоренцем (1881–1928) и описываемая выражением

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}_D \times \vec{B}]. \quad (5)$$

Направление векторного произведения $[\vec{v}_D \times \vec{B}]$ можно определить по правилу буравчика. На рис. 2 при вращении от вектора \vec{v}_D к вектору \vec{B} по кратчайшему расстоянию (по часовой стрелке) буравчик закручивается, т. е. векторное произведение направлено вниз, а сила Лоренца с учетом отрицательного заряда электрона направлена вверх. Важно заметить, что сила Лоренца отклоняет носители *обоих* знаков к *одной* и той же грани! В результате этого отклонения на противоположной грани (рис. 2, нижняя грань) скапливается заряд нескомпенсированных неподвижных ионизованных примесных атомов и возникает холловская разность потенциалов между двумя заряженными гранями (рис. 2, между нижней (ионизованные примеси) и верхней (носители) гранями). Максимальное значение холловской разности потенциалов можно найти, приравняв электрическую силу холловского поля $eE_H = eU_H / l$ и силу Лоренца $e[\vec{v}_D \times \vec{B}]$. Выражая из такого равенства холловскую разность потенциалов U_H , получим расчетную формулу (6):

$$U_H = \frac{IB}{enb}, \quad (6)$$

где I – сила тока, протекающего через образец, А; B – магнитная индукция приложенного магнитного поля, Тл; n – концентрация носителей заряда, м^{-3} ; b – размер образца в направлении магнитного поля, м.

Измерения холловской разности потенциалов широко используются для определения заряда и концентрации носителей заряда в полупроводниках. Алгоритм идентификации знака носителей включает:

1) определение грани, к которой сила Лоренца отклоняет **все** носители заряда (рис. 2, верхняя грань);

2) определение полярности заряжения граней на основании знака измеренной холловской разности потенциалов и полярности подключения вольтметра (например, для рис. 2 измеренное положительное значение $+U_H$ при подключении положительного полюса вольтметра к нижней грани указывает, что нижняя грань образца заряжена положительно, а верхняя – отрицательно);

3) определение знака носителей заряда с учетом пунктов 1 и 2 (на рис. 2 по пункту 1 все носители отклоняются к верхней грани, по пункту 2 эта грань заряжена отрицательно, значит основными носителями заряда являются отрицательно заряженные электроны).

Для собственного полупроводника, в котором концентрации электронов проводимости и дырок близки, как отклонившиеся заряды, так и ионизированные примеси компенсируют друг друга, поэтому холловская разность потенциалов между гранями практически не возникает $U_H \approx 0$.

Холловские измерения с использованием метода ван дер Пау проводятся при диагональном соединении точечных контактов (например, контуры BC , AD на рис. 3). При этом возможно изменение направления протекания тока и направления приложенного магнитного поля.

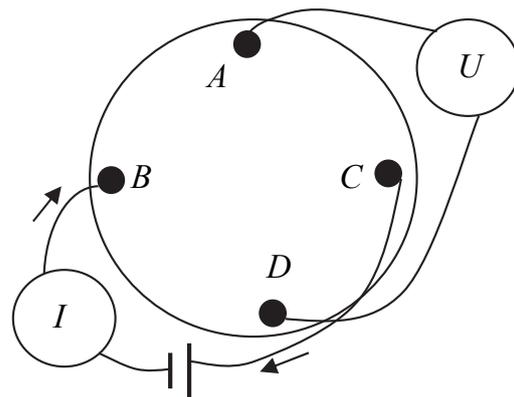


Рис. 3. Схема измерений при определении холловской разности потенциалов методом ван дер Пау

Описание установки

Экспериментальная установка, на которой выполняется данная лабораторная работа, предназначена для электрофизических измерений методом ван дер Пау (рис. 4). Установка включает гнездо, в которое помещается исследуемый образец в форме таблетки. Химическая природа образца может изменяться. В частности, возможны измерения на фрагментах монокристаллических пластин простых полупроводников (Si, Ge) или на керамических образцах сложных оксидных полупроводников, например на манганите лантана, в котором 20–30 ат. % металла в A -положении перовскитной структуры

замещено на ион двухвалентного свинца. Толщина образца составляет 0,5–1,0 мм. Образец припаивается к металлизированной подложке. Также предусмотрен переключатель режимов измерения с цифровым индикатором номера режима и ручка регулирования тока.

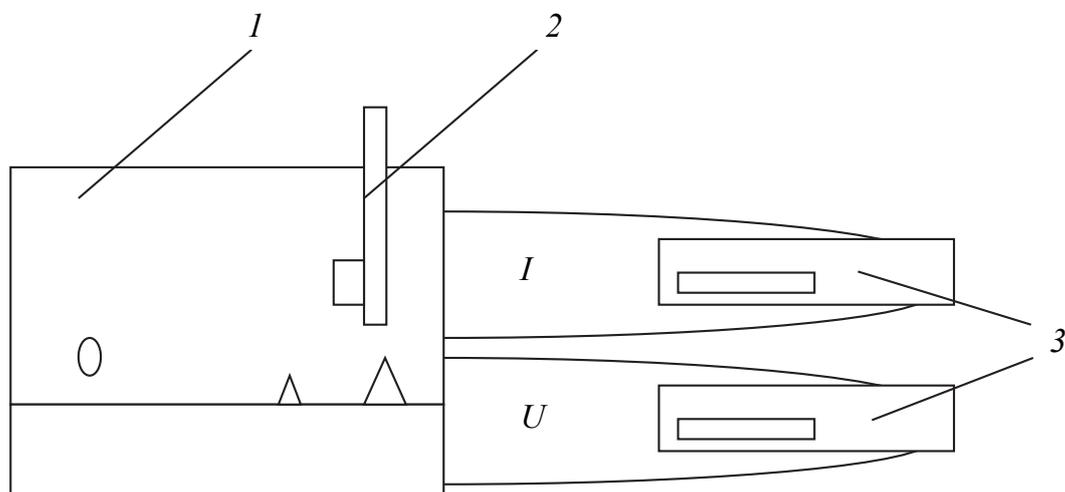


Рис. 4. Принципиальная схема установки для измерений методом ван дер Пау:
 1 – корпус; 2 – подложка с образцом;
 3 – универсальные цифровые вольтметры

Измерительная установка имеет 12 режимов работы (рис. 5).

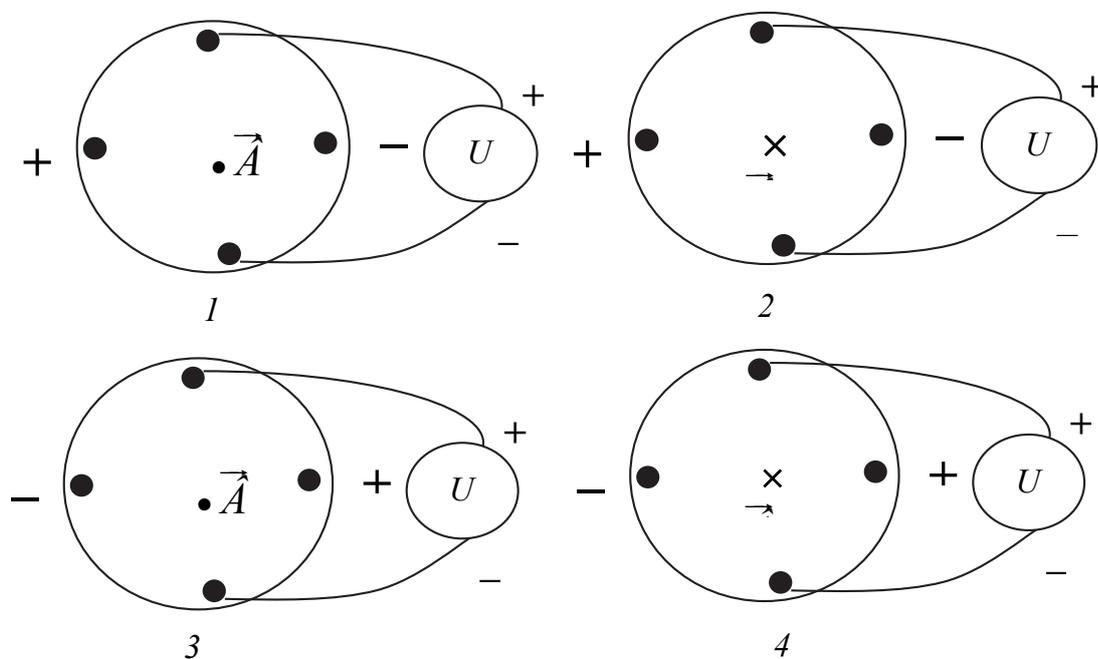


Рис. 5. Схемы измерений холловской разности потенциалов методом ван дер Пау в режимах 1–4

Первые *восемь* режимов служат для измерения тока в образце и холловской разности потенциалов U_H , возникающей в цилиндрическом образце при приложении электрического и магнитного полей определенной полярности в каждом из этих режимов. В частности, в режимах 1–4 (рис. 5) величина U_H измеряется между контактами по вертикали, а величина силы тока I – между контактами по горизонтали. При этом в каждом из измерений меняется полярность приложения или электрического (режимы 3, 4), или магнитного (режимы 2, 4) полей. В режимах 5–8 меняются контакты: величина U_H измеряется между контактами по горизонтали, а величина силы тока I – между контактами по вертикали. Полученные данные о знаке холловской разности потенциалов U_H в соответствующем режиме позволяют определить тип проводимости полупроводника. Значения U_H и I дают возможность определить концентрацию носителей заряда с использованием уравнения (6). Индукция магнитного поля, в котором производятся измерения в режимах 1–8, равна 0,2 Тл.

Остальные *четыре* режима измерений (9–12) применяются для определения удельного электросопротивления материала образца по методу ван дер Пау. Образец, на котором проводятся измерения, питается током от генератора постоянного тока. Универсальные вольтметры используются в режимах измерения постоянного напряжения. Величину тока рассчитывают с помощью соотношения 1 В → 10 мА.

Выполнение экспериментов и обработка результатов

1. Получите задание у преподавателя, соберите измерительную цепь (рис. 4), включающую установку для измерений по методу ван дер Пау, и 2 цифровых вольтметра, подключаемых к выходам « E » и « I ». Поместите образец в ячейку измерительной установки.

2. Подготовьте в лабораторном журнале таблицу экспериментальных данных (табл. 1).

3. Подключите приборы к электропитанию (при подключении щитка тумблеры и кнопки приборов должны находиться в состоянии «Выкл.»). Включите приборы в режимах минимальной нагрузки. Проверьте стабильность измерения локальных напряжений в образце.

4. Установив в образце некоторое значение силы тока с помощью ручки «ток образца» в диапазоне 0,5–5,0 мА, проведите первый опыт, измеряя и записывая в таблицу два значения напряжения

в каждом из 12 режимов работы установки. Переключение режимов следует осуществлять в течение 1–2 мин во избежание нагрева полупроводника.

Таблица 1

Экспериментальные данные измерений по методу ван дер Пау

Номер опыта	Измеряемые величины		Режимы											
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	$\pm U, \text{В}$													
	$I, \text{А}$	$U, \text{В}$												
		$I, \text{А}$												
2	$\pm U, \text{В}$													
	$I, \text{А}$	$U, \text{В}$												
		$I, \text{А}$												

5. Отключите установку на 10–15 мин для охлаждения образца.

6. Проведите второй опыт, установив в образце другое значение силы тока с помощью ручки «ток образца» в диапазоне 1–10 мА.

7. Проведите обработку полученных первичных экспериментальных данных, которая включает:

7.1. Расчет значений силы тока I в образце для всех 12 режимов с использованием соотношения 1 В \rightarrow 10 мА.

7.2. Определение знака носителей заряда в образце с учетом знака холловской разности потенциалов $\pm U_H$, полярности приложенных полей и полярности подключения вольтметра в режимах 1–8 (рис. 6).

7.3. Расчет концентрации носителей заряда n в полупроводнике по формуле (6) с подстановкой значений холловской разности потенциалов U_H и силы тока I , усредненных по модулю для режимов 1–8.

7.4. Расчет удельного электросопротивления материала ρ образца по формуле (4) с учетом двух значений электросопротивлений, полученных при усреднении измерений в режимах 9–10 и 11–12.

$$R_{12,34} = \frac{(U_9 + U_{10}) / 2}{(I_9 + I_{10}) / 2}, \quad R_{14,32} = \frac{(U_{11} + U_{12}) / 2}{(I_{11} + I_{12}) / 2}.$$

7.5. Расчет значений дрейфовой подвижности носителей заряда μ в полупроводнике по формуле (1) с учетом ранее полученных значений удельного электросопротивления материала ρ и концентрации носителей заряда n .

8. Заполните таблицу электрофизических параметров исследованного полупроводника (табл. 2).

Таблица 2

Электрофизические параметры исследованного полупроводника

Номер опыта	Обозначение и размерность параметра			
	Тип проводимости	$n, \text{см}^{-3}$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
1				
2				

9. Сформулируйте вывод, отражающий объект и методику исследований, значения полученных электрофизических параметров полупроводника, анализ величины и достоверности каждого из параметров в сравнении с литературными данными о традиционных полупроводниках с учетом химического состава и структурного состояния исследованного образца.

Вопросы для самоконтроля

1. Основные электрофизические параметры полупроводников.
2. Количественная связь между электрофизическими параметрами полупроводников.
3. Физические основы эффекта Холла.
4. Расчет холловской разности потенциалов.
4. Определение знака носителей заряда по измерениям холловской разности потенциалов.
5. Определение концентрации носителей заряда по измерениям холловской разности потенциалов.
6. Метод ван дер Пау: методика измерений.
7. Метод ван дер Пау: методика расчета удельного электросопротивления.
8. Условия достоверного определения удельного электросопротивления материала при измерениях методом ван дер Пау.
9. Основные количественные соотношения, используемые при обработке экспериментальных данных и методика их использования.

ИЗУЧЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЯВЛЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Цель: изучение явления фотопроводимости на примере фоторезисторов; получение и обработка кривых релаксации фотопроводимости; определение времени жизни неравновесных носителей заряда в фоточувствительном полупроводнике.

Теоретические сведения

При температуре, отличной от абсолютного нуля, в полупроводнике происходит процесс теплового возбуждения, или *генерации* свободных носителей заряда (рис. 1). Если бы этот процесс был единственным, то концентрация носителей непрерывно возрастала бы с течением времени. Однако параллельно с процессом генерации, который требует определенной энергетической активации, имеет место самопроизвольный процесс *рекомбинации* носителей, сопровождающийся понижением энергии электрона. Процессы генерации (возбуждения) и рекомбинации (релаксации) могут протекать с участием либо собственных атомов при $\Delta E_{\text{акт}} \geq E_g$ (рис. 1, а), либо примесных атомов при $\Delta E_{\text{акт}} \geq \Delta E_D$ (рис. 1, б). Отрезок времени между генерацией и рекомбинацией называют *временем жизни носителя заряда* τ .

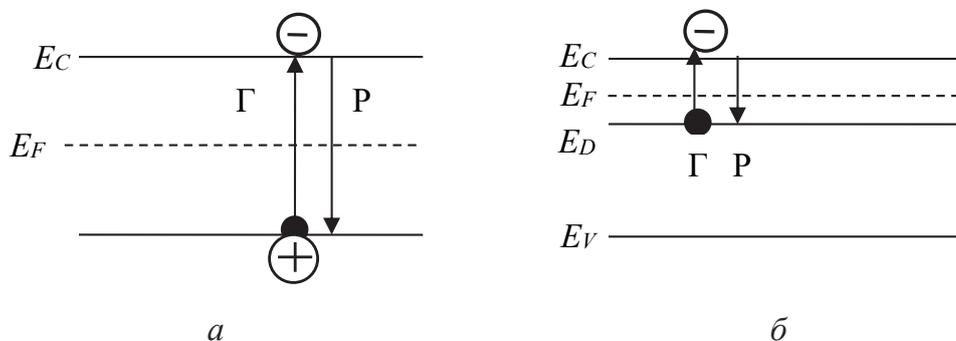


Рис. 1. Схемы собственной (а) и примесной (б) генерации Г и рекомбинации Р носителей заряда в полупроводнике

При заданной постоянной температуре между процессом тепловой генерации носителей и процессом их рекомбинации устанавливается равновесие, которому соответствует равновесная концентрация носителей заряда. Такие носители называются *равновесными* (или тепловыми). Равновесие между процессами генерации и рекомбинации является динамическим и наступает тогда, когда количество электронов и дырок, возникающих в единицу времени под действием теплового возбуждения, оказывается равным их убыли, происходящей вследствие рекомбинации. На практике возникновение равновесных носителей заряда в полупроводнике при температурах, близких к комнатной, связано с ионизацией мелких электроактивных примесей, концентрация которых определяет тип проводимости в материале. В результате реальный материал является полупроводником *n*-типа (преобладают донорные мелкие примеси) или полупроводником *p*-типа (преобладают акцепторные мелкие примеси).

Помимо теплового возбуждения, возможны и другие способы генерации носителей в полупроводниках, например под действием света, ионизирующих частиц, при введении (инъекции) носителей через функциональный контакт. Такие активационные воздействия приводят к появлению дополнительных, т. е. избыточных по сравнению с тепловыми (равновесными), носителей заряда. В таком случае в материале при активации носителей отсутствует равновесие, т. е. скорости генерации и рекомбинации носителей не равны между собой, и образующиеся при такой активации носители называют *неравновесными*.

На практике генерацию неравновесных носителей заряда осуществляют, например, при облучении материала светом. Это приводит к генерации неравновесных фотоносителей и возникновению *фотопроводимости* $\Delta\sigma$, т. е. избыточной проводимости по сравнению с тепловой σ_T . В таком облучаемом материале суммарный ток обусловлен вкладом тепловой проводимости и фотопроводимости (1) с участием, соответственно, равновесных и неравновесных носителей заряда:

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_T + \Delta\sigma \approx (en_T + e\Delta n)\mu. \quad (1)$$

Необходимым условием возникновения фотопроводимости является поглощение фотонов электронами, которое сопровождается

повышением энергии (возбуждением) электронов. Электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. Если энергия фотонов достаточна для того, чтобы перевести электроны из валентной зоны в зону проводимости, т. е. $h\nu \geq E_g$ (рис. 1, а), тогда при освещении полупроводника концентрация носителей и, соответственно, проводимость (*собственная фотопроводимость*) увеличиваются в течение некоторого промежутка времени, приближаясь к определенному конечному значению. При этом нарушается тепловое равновесие между кристаллической решеткой и носителями заряда. Следовательно, неравновесные носители заряда – это электроны проводимости и дырки, не находящиеся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой. Так как энергия, запасенная неравновесными носителями заряда, мала по сравнению с энергией решетки, то наложение и снятие внешнего возбуждения, например света, не влияет на концентрацию тепловых равновесных носителей заряда. Концентрации неравновесных носителей противоположного знака в случае собственной фотопроводимости приблизительно равны $\Delta n_e = \Delta n_h$.

Примесная фотопроводимость возникает в случае, когда генерация неравновесных носителей происходит с участием примесных электронных уровней (донорных или акцепторных). В примесных, т. е. реальных, полупроводниках в запрещенной зоне присутствует ряд разрешенных электронных уровней (мелких и глубоких). Между этими уровнями и разрешенными зонами возможны электронные

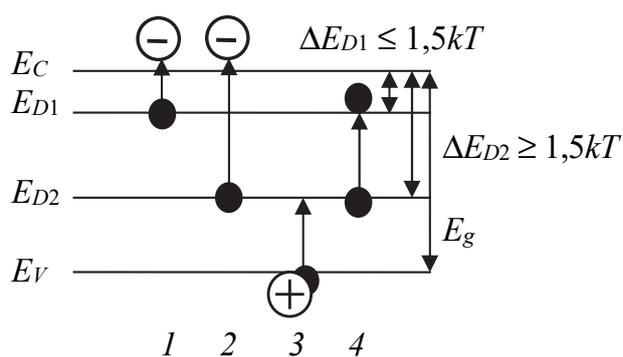


Рис. 2. Схема электронных переходов в полупроводнике, содержащем мелкие и глубокие донорные примеси:
 1, 2 – генерация электронов проводимости;
 3 – генерация дырок;
 4 – переход без генерации носителей

переходы, для которых энергия поглощаемого фотона больше энергии перехода $h\nu > \Delta E$. Например, при наличии в полупроводнике мелкой и глубокой донорной примеси при комнатной температуре мелкая примесь уже ионизована, поскольку $\Delta E_{D1} \leq 1,5kT$ (рис. 2, переход 1). Для ионизации глубокой примеси с генерацией электронов

проводимости необходима энергия $h\nu \geq \Delta E_{D2} \geq 1,5kT$ (рис. 2, переход 2). Вместе с тем возможны переходы с энергией $\Delta E \leq \Delta E_{D2}$, например переход 3, который приводит к генерации дырок, и переход 4, который не приводит к генерации носителей заряда, поскольку электрон переходит из одного локализованного состояния E_{D2} в другое локализованное состояние E_{D1} . Кроме того, в примесном полупроводнике при облучении фотонами с достаточной энергией $h\nu \geq E_g$ возможна генерация электронно-дырочных пар, как в собственном полупроводнике (рис. 1).

Таким образом, в примесном полупроводнике при облучении светом с различной длиной волны возможна генерация как монополярной, так и биполярной фотопроводимости. При этом собственное поглощение по сравнению с примесным позволяет значительно сильнее уменьшить электросопротивление полупроводника, поскольку концентрация собственных атомов ($\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$) существенно больше концентрации примесей ($10^{14} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$).

Также следует отметить, что изменение электросопротивления полупроводника под действием света обусловлено не только изменением концентрации носителей заряда n в результате их фотогенерации, но и изменением их подвижности μ . Относительный вклад каждой из этих двух величин n и μ в значение фотопроводимости может быть различным. Действительно, возникающие в результате собственного поглощения электрон проводимости и дырка (рис. 1) обладают некоторым квазиимпульсом и остаточной энергией $E^* = h\nu - E_g$. Если энергия передается только одному из фотоносителей, что имеет место при сильном отличии эффективных масс дырки m_h^* и электрона m_e^* , то избыточная энергия E^* вследствие взаимодействия фотоносителя с решеткой рассеивается и через некоторое время порядка *времени релаксации энергии* τ_E средняя энергия фотоносителя принимает значение, соответствующее энергии решетки. Аналогично равновесное распределение квазиимпульсов генерированных фотоносителей устанавливается за время порядка *времени релаксации импульса* τ_p (причем обычно $\tau_p \ll \tau_E$).

Если время релаксации энергии τ_E намного меньше времени жизни, например, фотоэлектронов в зоне проводимости $\tau_E \ll \tau_e$, то неравновесные электроны успевают «термолизироваться», т. е. приобрести такое же распределение по энергиям и квазиимпульсам, как и у равновесных электронов. В этом случае подвижности носителей

не изменяются, а фотопроводимость $\Delta\sigma$ обусловлена только изменением концентрации электронов и дырок Δn .

Если, напротив, $\tau_E \gg \tau_e$, то за время своего существования фотоэлектроны не успевают «термолизироваться» и при освещении изменяется не только их концентрация, но и подвижность. В таком случае выражение (1) приобретает вид (2):

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_T + \Delta\sigma = en_T\mu_T + e\Delta n\mu_{hv}. \quad (2)$$

Величина времени жизни неравновесных носителей заряда τ_e , τ_h решающим образом влияет на быстроедействие детекторов оптического излучения, например фоторезисторов и фотодиодов. Она может быть определена методом затухания фотопроводимости, который заключается в изучении процессов нарастания фотопроводимости при освещении $\Delta\sigma\uparrow$ и спада фотопроводимости $\Delta\sigma\downarrow$ при отсутствии освещения, т. е. при импульсном облучении полупроводника.

При количественном описании процессов нарастания $\Delta\sigma\uparrow$ и спада $\Delta\sigma\downarrow$ фотопроводимости во времени t следует учитывать, что если бы происходил процесс только генерации, то концентрация неравновесных носителей с течением времени увеличивалась бы по линейному закону – прямо пропорционально интенсивности облучения. В реальности по мере возрастания концентрации Δn неравновесных носителей заряда увеличивается скорость обратного процесса рекомбинации носителей. Поскольку скорость генерации в условиях неизменной интенсивности освещения остается постоянной, а скорость обратного процесса рекомбинации во времени увеличивается в итоге роста концентрации генерируемых неравновесных носителей, то в некоторый момент времени скорость рекомбинации достигает скорости генерации носителей. Тогда в материале устанавливается некоторое стационарное состояние, при котором достигается стационарное значение фотопроводимости $\Delta\sigma_{\text{стац}}$ и концентрация неравновесных носителей заряда остается постоянной во времени. Изменение концентрации неравновесных носителей заряда в единицу времени определяется разностью между скоростями генерации и рекомбинации.

Для получения количественных выражений, описывающих процессы нарастания $\Delta\sigma\uparrow$ и спада $\Delta\sigma\downarrow$ фотопроводимости во времени t соответственно при наличии и отсутствии освещения, используется дифференциальное уравнение для скорости измерения концентрации фотоносителей в виде (3):

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \nu_{\text{ген}} - \nu_{\text{рек}} = \nu_{\text{ген}}(F_{h\nu}) - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (3)$$

где Δn – изменение концентрации неравновесных носителей заряда, см^{-3} (шт./ см^3); t – время, с; $\nu_{\text{ген}}$ и $\nu_{\text{рек}}$ – скорость генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда соответственно, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (шт./ $\text{см}^3 \cdot \text{с}$); $F_{h\nu}$ – световой поток, определяющий скорость генерации, лм; τ – время жизни неравновесных носителей заряда, с.

Решением уравнения (3) с учетом начальных условий (при $t = 0$, $\Delta n = 0$), а также с введением величины стационарной фотопроводимости в виде (4) с учетом уравнения (1)

$$\Delta\sigma_{\text{стац}} = e\mu\nu_{\text{ген}}\tau \quad (4)$$

для процесса нарастания фотопроводимости является уравнение (5):

$$\Delta\sigma_{\uparrow} = \Delta\sigma_{\text{стац}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right); \quad (5)$$

для процесса спада (релаксации) фотопроводимости – уравнение (6):

$$\Delta\sigma_{\downarrow} = \Delta\sigma_{\text{стац}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (6)$$

где $\Delta\sigma_{\text{стац}}$ – стационарное (постоянное во времени) значение фотопроводимости, См/м ; τ – время жизни неравновесных носителей заряда от момента генерации до момента рекомбинации, с.

Таким образом, релаксация неравновесной концентрации носителей заряда и фотопроводимости в случае линейной рекомбинации при мгновенном выключении света происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , представляющей собой время, в течение которого концентрация Δn , а следовательно и фотопроводимость $\Delta\sigma$, уменьшается в e (или в 2,73) раз. Это время τ соответствует среднему времени жизни неравновесных носителей заряда, что дает возможность определить величину τ из анализа экспериментальных кривых нарастания – спада неравновесной проводимости во времени при импульсном облучении материала (рис. 3).

Метод, связанный с получением и обработкой кривых релаксации фотопроводимости, называют методом затухания фотопроводимости. Возрастающий участок кривой релаксации соответствует периоду освещения материала и описывается уравнением (5), а убывающий участок кривой релаксации соответствует периоду отсутствия освещения материала и описывается уравнением (6).

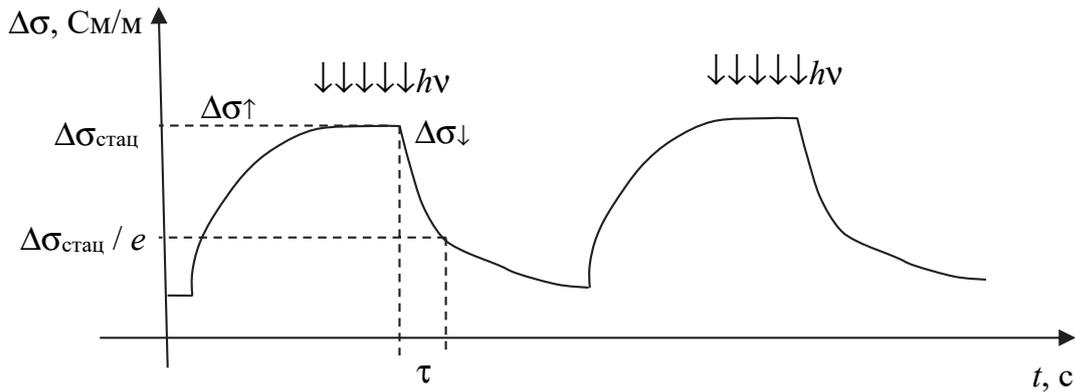


Рис. 3. Кривые релаксации фотопроводимости

Условием достоверного определения времени жизни неравновесных носителей заряда τ является достаточная продолжительность периода облучения, обеспечивающая достижение неизменяющегося во времени значения $\Delta\sigma_{\text{стац}}$. В таком случае для момента времени $t = \tau$ в соответствии с уравнением спада фотопроводимости (6) текущее значение фотопроводимости будет равно $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{\text{стац}} / e$. Следовательно, определив текущий момент времени, для которого достигнутое значение $\Delta\sigma_{\text{стац}}$ уменьшилось в e раз, можно графически определить временной отрезок τ от начала участка спада фотопроводимости при прекращении облучения до момента достижения фотопроводимости $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{\text{стац}} / e$ (рис. 3).

Описание установки

Для получения кривых релаксации фотопроводимости необходимо измерить зависимость электропроводности (или пропорциональной ей величины) образца от времени при импульсном облучении.

В данной работе в качестве образца выступает фоторезистор, работа которого основана на уменьшении его электросопротивления при облучении светом за счет генерации неравновесных носителей заряда в фоточувствительном функциональном материале (обычно полупроводнике).

Измерительная цепь в данной работе включает следующие устройства (рис. 4): измерительный блок; ЛАТР; источник постоянного электрического поля; осциллограф.

При измерении кривых релаксации фотопроводимости через исследуемый фоторезистор и нагрузочное сопротивление пропускается

электрический ток от источника. Периодическое освещение фоторезистора в виде прямоугольных импульсов осуществляется за счет облучения смешанным светом от источника излучения через прерыватель, представляющий непрозрачный диск с симметрично расположенными прорезями, который приводится в движение электродвигателем. При подаче света и вращении прерывателя на фоторезистор поступает прямолинейно модулированный оптический сигнал. Изменение напряжения, подаваемого на электродвигатель с использованием ЛАТРа, позволяет регулировать параметры модуляции светового потока, в частности изменять продолжительность импульса освещения.

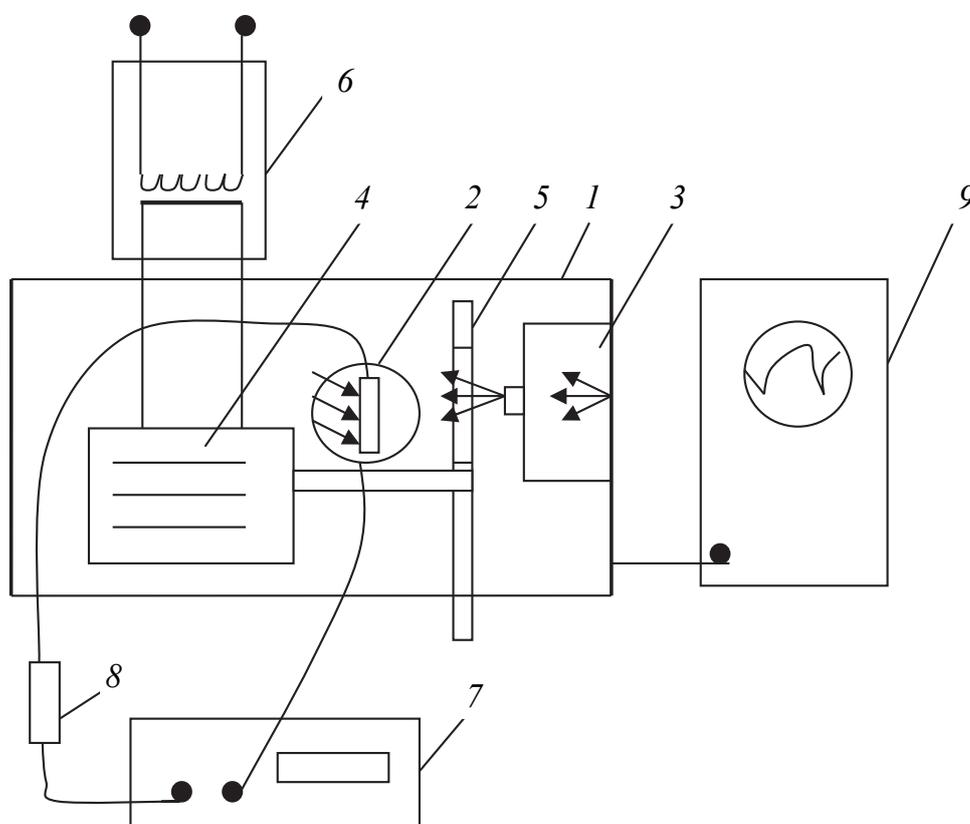


Рис. 4. Принципиальная схема установки для получения кривых релаксации фотопроводимости методом затухания:

1 – измерительный блок; 2 – фоторезистор; 3 – источник освещения;
4 – электродвигатель; 5 – прерыватель; 6 – ЛАТР; 7 – источник постоянного электрического поля; 8 – нагрузочный резистор; 9 – осциллограф

При модуляции освещения на релаксационной кривой наблюдаются участки нарастания и спада фотопроводимости (рис. 3),

при изменении проводимости фоторезистора в измерительной цепи возникает переменный ток, а на нагрузочном сопротивлении – переменное напряжение, которое регистрируется осциллографом. При небольшой фотопроводимости изменение напряжения на фоторезисторе пропорционально количеству (и концентрации) избыточных световых носителей заряда. Поэтому зависимость напряжения на образце от времени следует той же зависимости, что и изменение числа носителей заряда во времени (рис. 3).

Выполнение экспериментов и обработка результатов

1. Соберите измерительную цепь (рис. 4), включающую измерительный блок, ЛАТР, источник постоянного электрического поля, осциллограф. Перед выполнением лабораторной работы необходимо ознакомиться с правилами работы с осциллографом в режиме получения развертки напряжения во времени с использованием одного канала осциллографа при регулировании масштабов регистрации напряжения M_U (В/дел) и времени M_t (с/дел). Подключение приборов к питанию проводится в присутствии преподавателя.

2. Получите задание у преподавателя для уточнения диапазонов варьирования напряжения на ЛАТРе U_t и напряжения на источнике постоянного электрического поля $U_{\text{внеш.}}$. Подготовьте в лабораторном журнале таблицу режимов измерений и параметров кривых релаксации фотопроводимости (таблица).

Режимы измерений кривых релаксации фотопроводимости

Номер опыта	Параметры измерений				Параметры кривых релаксации			
	$U_{\text{внеш.}}$, В	U_t , В	M_U , (В/дел)	M_t , (с/дел)	Δt_{IV} , с	$\Delta U_{\text{макс.}}$, В	$\Delta U_{\text{макс.}} / e$, В	τ , с
1	1	20						
2	2	20						
3	2	25						

3. Включите в сеть осциллограф, источник питания. Установите с помощью ЛАТРа некоторую минимальную стабильную скорость вращения прерывателя.

4. Установите на источнике постоянного поля напряжение, подаваемое на фоторезистор, в соответствии с полученным заданием (таблица).

5. Получите на экране осциллографа кривую релаксации фотопроводимости в виде зависимости, соответствующей виду кривых релаксации фотопроводимости (рис. 3). Зафиксируйте параметры измерения данной кривой в таблице. Изображение релаксационной кривой сфотографируйте или перенесите графически в лабораторный журнал.

6. При изменении параметров измерений в соответствии с таблицей получите еще два варианта кривых релаксации фотопроводимости.

7. Проведите обработку полученных релаксационных кривых, которая включает:

7.1. Построение масштабированных кривых релаксации фотопроводимости на миллиметровой бумаге с указанием размерности оси ординат (ΔU , В) и оси абсцисс (t , с).

7.2. Определение величины максимального напряжения в фоторезисторе $\Delta U_{\text{макс}}$. Расчет значения $\Delta U_{\text{макс}} / e = \Delta U_{\text{макс}} / 2,73$.

7.3. Графическое определение времени жизни неравновесных носителей заряда τ в функциональном полупроводнике фоторезистора. Для этого, определив момент времени, для которого значение $\Delta U_{\text{макс}}$ уменьшилось в e раз, графически определите временной отрезок τ от начала участка спада фотопроводимости при прекращении облучения до момента достижения напряжения $\Delta U = \Delta U_{\text{макс}} / e$ (рис. 3).

7.4. Заполнение таблицы параметрами, полученными для каждого опыта из кривых релаксации фотопроводимости, включая продолжительность импульса освещения Δt_{hv} , значение максимального напряжения $\Delta U_{\text{макс}}$, достигаемого в данных условиях, рассчитанное значение $\Delta U_{\text{макс}}/e$, графически установленное значение времени жизни неравновесных носителей заряда τ .

7.5. Определение достоверного значения времени жизни неравновесных носителей заряда $\tau_{\text{ср}}$ путем усреднения и / или выделения значений τ , полученных для кривых с выраженным участком достижения стационарной фотопроводимости в фоторезисторе.

8. Формулировка вывода, отражающего объект и методику исследований, анализ вида полученных кривых релаксации фотопроводимости

с учетом варьирования продолжительности импульса освещения, полученные значения времени жизни неравновесных носителей заряда и их анализ с учетом условий опытов, сравнение полученного достоверного значения времени жизни неравновесных носителей заряда $\tau_{\text{ср}}$ с параметрами современных фоторезисторов, основанных на использовании различных фоточувствительных полупроводников.

Вопросы для самоконтроля

1. Равновесные и неравновесные носители заряда в полупроводнике. 2. Механизмы возникновения неравновесных носителей под действием света. 3. Отличительные особенности собственной и примесной фотопроводимости. 4. Влияние поглощения света на подвижность носителей заряда. 5. Количественное описание процессов нарастания и спада фотопроводимости. 6. Физический смысл и методика определения времени жизни неравновесных носителей заряда.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ КОНТАКТОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ С ПОМОЩЬЮ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Цель: получение и обработка вольт-фарадных характеристик (ВФХ) p - n -перехода в структуре дискретных полупроводниковых приборов; определение величины контактной разности потенциалов и типа p - n -перехода; оценка качества p - n -перехода.

Теоретические сведения

Большая часть полупроводниковых приборов основана на электронных процессах не в однородном полупроводнике, а в контактных структурах, возникающих на границе контакта различных материалов и связанных с возникновением *потенциального барьера* для носителей заряда. В этом случае процесс электропереноса через контакт не описывается законом Ома в интегральном виде, а регулируется величиной потенциального барьера, который в свою очередь зависит от приложенного напряжения, освещения и других факторов.

Среди актуальных функциональных структур можно выделить 4 вида контактов:

1) *p - n -переход*, представляющий собой контакт областей одного полупроводника с разным типом проводимости;

2) контакт *металл – полупроводник*, или контакт Шоттки, который может создаваться с участием полупроводника как p -, так и n -типа;

3) *гетеропереход*, представляющий собой контакт полупроводников с различной шириной запрещенной зоны $E_{g1} \neq E_{g2}$;

4) *МДП-структура*, представляющая собой контакт трех материалов *металл – диэлектрик – полупроводник*.

Изначально полупроводниковые приборы развивались на основе функциональных p - n -переходов, на которых основаны выпрямительные

и туннельные диоды, стабилитроны, тиристоры, биполярные транзисторы, фотодиоды, светодиоды, фотоэлементы. Контакт металл – полупроводник послужил для создания диода Шоттки, а в настоящее время находит применение в рамках совершенствования ряда диодных и триодных приборов. Гетеропереходы являются авангардным направлением развития полупроводниковой микро- и наноэлектроники, поскольку позволяют улучшить показатели традиционных микро- и оптоэлектронных приборов, а также решить виртуозные задачи создания наноэлектронных устройств нового поколения.

При всей альтернативности функциональных контактов p - n -переход все еще сохраняет свое доминирующее положение среди контактных структур полупроводниковых приборов, поэтому важно усвоить особенности электронных процессов в p - n -переходе и познакомиться с методами определения основных параметров p - n -перехода.

При рассмотрении p - n -перехода важно выделять три отдельных состояния: *равновесие, прямое смещение, обратное смещение.*

Состояние *равновесия* устанавливается на границе контакта полупроводников p - и n -типа без приложения внешнего электрического поля. В области контакта полупроводников с электронным и дырочным типом проводимости возникает *градиент концентрации* носителей разного знака и соответственно происходит процесс *диффузии* основных носителей через границу контакта (рис. 1).

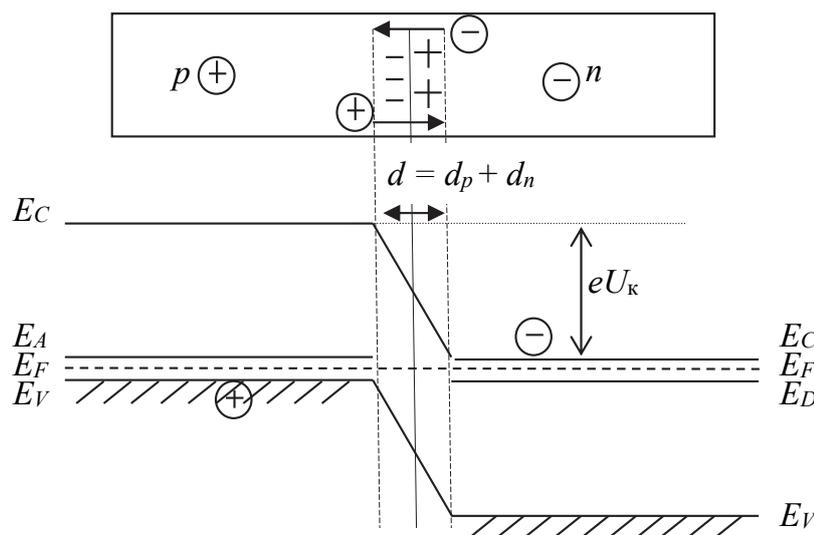


Рис. 1. Энергетическая диаграмма равновесного p - n -перехода

В результате удаления подвижных носителей из соответствующей области полупроводника вблизи границы контакта остаются электрически *нескомпенсированные неподвижные ионизованные примесные атомы*, которые формируют области пространственного заряда (ОПЗ), прилегающие к границе контакта. В пределах ОПЗ энергия электронов не соответствует энергии в объеме материала. На энергетических диаграммах это изменение энергии отражается *искривлением зон*, которое приводит к возникновению *потенциального барьера* для движения определенных носителей. Контактное поле, возникающее между противоположно заряженными ОПЗ, препятствует дальнейшей диффузии носителей через *p-n*-переход. В равновесном состоянии на границе *p-n*-перехода устанавливается постоянное значение *контактной разности потенциалов* U_k , которое соответствует значению искривления зон в равновесном *p-n*-переходе (рис. 1). Таким образом, мы замкнули логическую цепочку, описывающую процессы в равновесном *p-n*-переходе: *контакт областей* → *градиент* концентрации носителей → *диффузия* носителей через контакт → *образование ОПЗ* вблизи контакта → *искривление зон* → *потенциальные барьеры* для носителей → *контактная разность потенциалов*.

При построении энергетической диаграммы *p-n*-перехода удобным ориентиром является уровень Ферми E_F . В случае равновесия E_F имеет одинаковое значение для всех точек диаграммы (рис. 1). Относительно E_F изображают уровни разрешенных зон и примесей за пределами ОПЗ. Внутри ОПЗ характер искривления зон определяется типом ОПЗ. Различают три типа ОПЗ: *обедненный* ($n_{\text{ОПЗ}} < n_V$), *обогащенный* ($n_{\text{ОПЗ}} > n_V$) и *инверсный*, в котором происходит инверсия знака основных носителей заряда по сравнению с объемом полупроводника. В пределах **обедненного** ОПЗ, характерного для *p-n*-перехода, край зоны, в которой находятся основные носители заряда, искривляется от уровня Ферми (рис. 1, E_C в *n*-области и E_V в *p*-области искривляются от E_F). Для **обогащенного** ОПЗ искривление происходит к уровню Ферми. Инверсия знака основных носителей сопровождается смещением E_F в пределах запрещенной зоны полупроводника.

При прямом смещении *p-n*-перехода (рис. 2) полярность приложенного напряжения совпадает с полярностью основных носителей, но не совпадает с полярностью образовавшихся ОПЗ. Это означает, что внешнее электрическое поле компенсирует контактное поле.

В результате искривление зон, а следовательно, и потенциальный барьер в p - n -переходе уменьшаются. Другими словами, прямосмещенный p - n -переход находится в низкоомном состоянии, через него протекают большие токи основных носителей заряда.

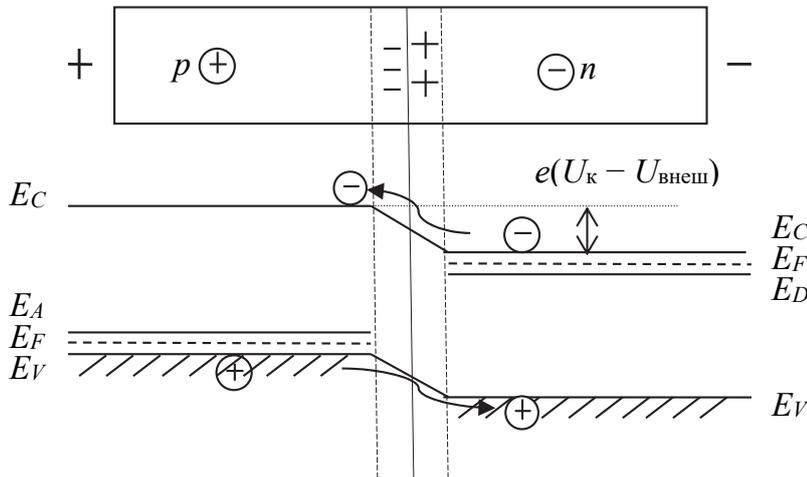


Рис. 2. Энергетическая диаграмма p - n -перехода при прямом смещении

При построении энергетической диаграммы смещенного p - n -перехода, т. е. в случае приложения внешнего электрического поля, удобно сначала изобразить диаграммы одной из областей, например левой, за пределами ОПЗ. Далее при изображении другой области, например правой, необходимо сместить уровень E_F в соответствии с направлением искривления зон. В частности, при прямом смещении величина искривления зон, как указано выше, уменьшается, следовательно, потенциальный барьер по сравнению с состоянием равновесия (рис. 1) уменьшается от значения eU_k до $e(U_k - U_{\text{внеш}})$, следовательно, для правой области на рис. 2 уровень E_F смещается вверх относительно левой области.

При обратном смещении p - n -перехода (рис. 3) полярность приложенного напряжения не совпадает с полярностью основных носителей в соответствующих областях, но совпадает с полярностью ОПЗ. Это означает, что внешнее электрическое поле «усиливает» действие контактного поля. В результате искривление зон, а следовательно, и потенциальный барьер увеличиваются, но только для основных носителей. Таким образом, обратносмещенный p - n -переход находится в высокоомном состоянии, через него протекают малые токи неосновных носителей заряда (рис. 3).

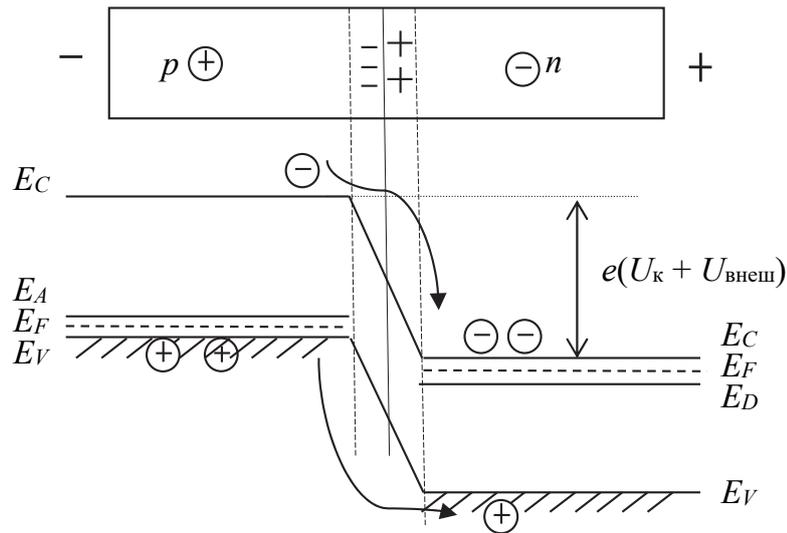


Рис. 3. Энергетическая диаграмма p - n -перехода при обратном смещении

Основными параметрами p - n -перехода являются *контактная разность потенциалов* U_k , которая влияет на величину потенциального барьера, и *толщина p - n -перехода* d_{p-n} , которая характеризует протяженность ОПЗ, т. е. фактически протяженность p - n -перехода.

Значение U_k увеличивается с увеличением значения ширины запрещенной зоны E_g полупроводника, а также с ростом концентрации электроактивных примесей N_A , N_D в областях p - n -перехода и уменьшается при увеличении температуры полупроводника.

Формулу для расчета значений U_k можно получить на основании закона сохранения заряда, который означает, что в p - n -переходе заряды противоположных ОПЗ с толщиной d_p и d_n компенсируют друг друга. Отсюда вытекает соотношение (1), по которому толщины слоев ОПЗ d_p , d_n обратно пропорциональны концентрациям электроактивных примесей N_A , N_D , т. е. в сильнолегированных полупроводниках толщины ОПЗ невелики:

$$N_A d_p = N_D d_n. \quad (1)$$

Вид количественного выражения для U_k зависит от типа p - n -перехода. Рассмотрим две классификации p - n -переходов, примеры которых представлены на рис. 4:

- 1) по соотношению величины концентраций основных носителей заряда (*симметричный* $n_e^n = n_n^p$ и *асимметричный* $n_e^n > n_n^p$, $n_e^n < n_n^p$);
- 2) по соотношению толщины p - n -перехода d_{p-n} и градиентной или переходной области на границе контакта материалов $d_{\Delta N}$ (*резкий* ($d_{\Delta N} < d_{p-n}$) и *плавный* ($d_{\Delta N} > d_{p-n}$)).

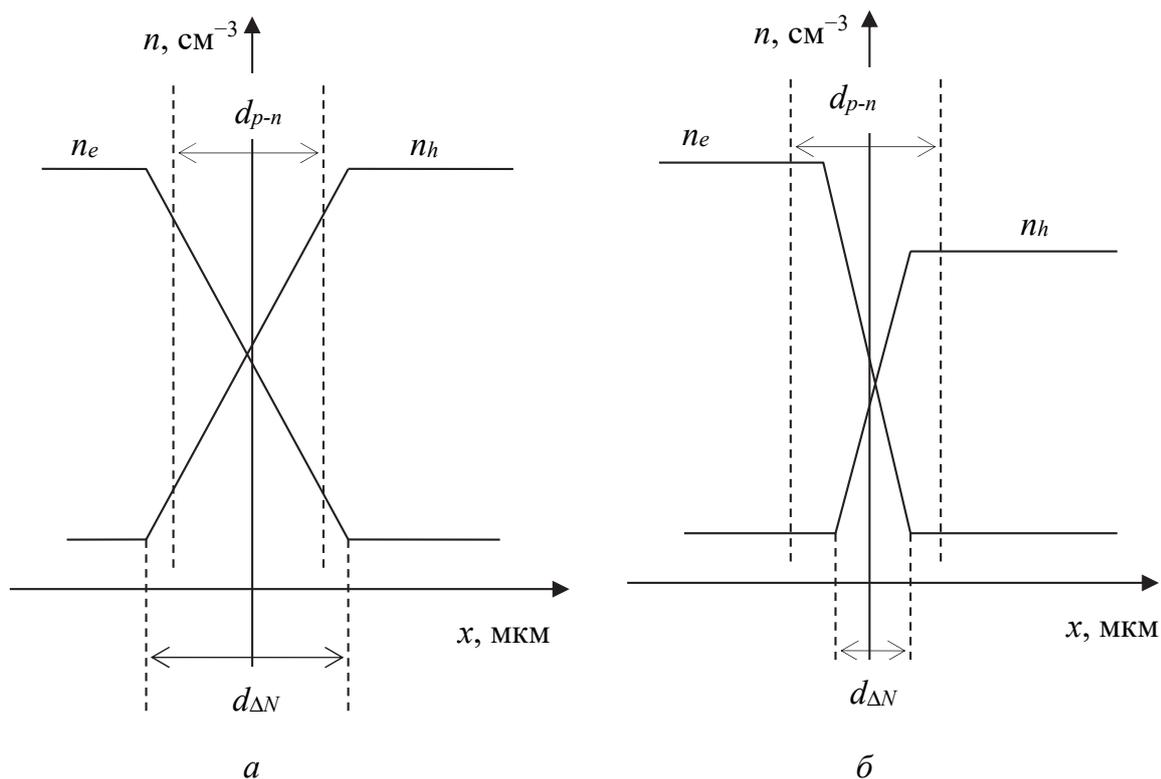


Рис. 4. Концентрационный профиль симметричного ($n_e^n = n_h^p$) плавного ($d_{\Delta N} > d_{p-n}$) (а) и асимметричного ($n_e^n > n_h^p$) резкого ($d_{\Delta N} < d_{p-n}$) (б) p - n -перехода

В реальных структурах обычно наблюдаются асимметричные p - n -переходы, поскольку концентрации носителей заряда в контактирующих областях не совпадают. Более распространенным является требование формирования резких p - n -переходов с минимальной толщиной переходных градиентных слоев. В случае резкого p - n -перехода выражение для U_k имеет вид (2):

$$U_k = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} d_{p-n}^2, \quad (2)$$

где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость материала.

При смещении p - n -перехода через него протекает ток I , который описывается уравнением Шокли, или уравнением выпрямителя, при прямом ($U > 0$) или обратном ($U < 0$) смещении в виде (3):

$$I = I_0 \left[\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right], \quad (3)$$

где I_0 – обратный ток насыщения p - n -перехода, т. е. максимальный ток, протекающий при обратном смещении, А; U – напряжение

смещения p - n -перехода, которое подставляется в формулу с учетом направления смещения.

В соответствии с выражением (3) через p - n -переход протекают большие токи при прямом смещении и малые токи при обратном смещении, т. е. ВАХ p - n -перехода имеет выпрямляющий или асимметричный вид (рис. 5), отражающий существенное отличие токов, протекающих через p - n -переход при различных направлениях смещения. Это связано с изменением величины потенциального барьера в p - n -переходе при прямом и обратном смещении (рис. 2, 3).

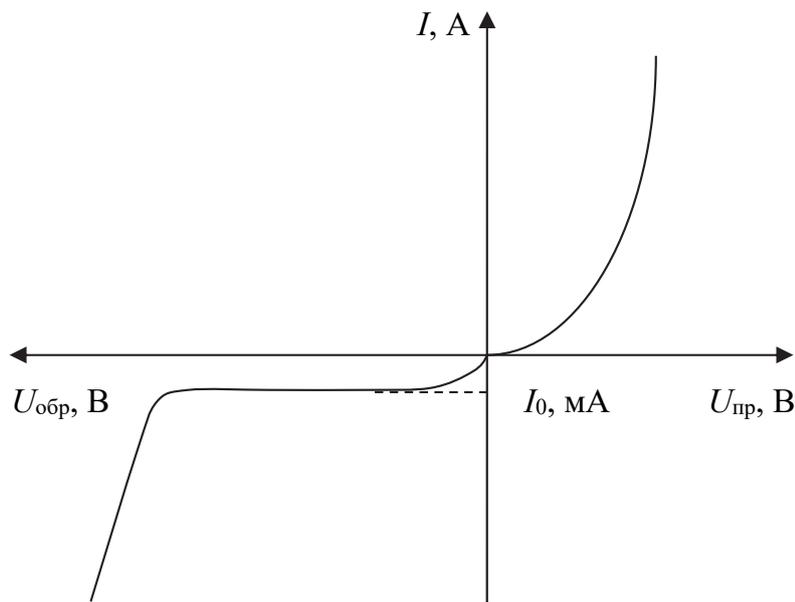


Рис. 5. Полная ВАХ p - n -перехода

Еще одной важной особенностью p - n -перехода является возникновение в нем электрической емкости. Причем при прямом смещении p - n -перехода возникает *диффузионная емкость*, связанная с носителями заряда и имеющая незначительную величину. При обратном смещении наблюдается *барьерная емкость* C_B (Ф), которая связана с зарядами ОПЗ, т. е. ионизированными примесями, и имеющая значительную величину. Для случая резкого p - n -перехода *барьерная емкость* C_B описывается уравнением (4):

$$C_B = \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 S^2}{2(U_k - U)} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}, \quad (4)$$

где S — площадь контакта областей в p - n -переходе, m^2 ; U — напряжение смещения p - n -перехода (в данном случае отрицательное), В.

Для плавного линейного p - n -перехода с градиентом концентрации примеси $\frac{\Delta N}{\Delta x}$ барьерная емкость C_B описывается уравнением (5):

$$C_B = \sqrt[3]{\frac{e(\epsilon\epsilon_0 S)^2 \Delta N}{12(U_k - U) \Delta x}}. \quad (5)$$

Измерение барьерной емкости p - n -перехода в виде вольт-фарадных характеристик $C_B = f(U)$ (ВФХ) используется для определения характера p - n -перехода и величины U_k . Для этого проверяется достоверность линеаризации полученной ВФХ в координатах $1/C_B^2 = f(U_{обр})$ или $1/C_B^3 = f(U_{обр})$, вытекающих из выражений (4) и (5) соответственно. Достоверная линеаризация (при $R^2 = 0,95 \div 0,99$) ВФХ в координатах $1/C_B^2 = f(U_{обр})$ указывает на то, что p - n -переход является резким (рис. 6), а в координатах $1/C_B^3 = f(U_{обр})$ – плавным линейным. ВФХ достаточно широко используется при производстве полупроводниковых приборов для проверки качества p - n -перехода, который в предпочтении должен быть резким (рис. 4, б).

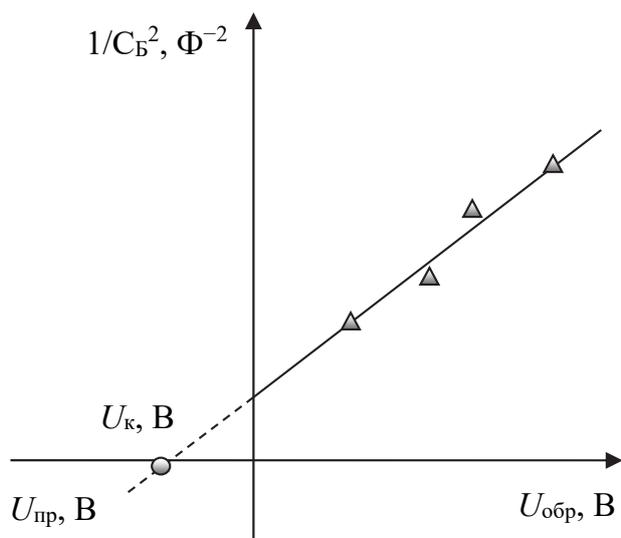


Рис. 6. Вольт-фарадная характеристика резкого ($d_{\Delta N} < d_{p-n}$) p - n -перехода

зультата измерения барьерной емкости p - n -перехода в виде вольт-фарадных характеристик $C_B = f(U)$ (ВФХ) используется для определения характера p - n -перехода и величины U_k . Для этого проверяется достоверность линеаризации полученной ВФХ в координатах $1/C_B^2 = f(U_{обр})$ или $1/C_B^3 = f(U_{обр})$, вытекающих из выражений (4) и (5) соответственно. Достоверная линеаризация (при $R^2 = 0,95 \div 0,99$) ВФХ в координатах $1/C_B^2 = f(U_{обр})$ указывает на то, что p - n -переход является резким (рис. 6), а в координатах $1/C_B^3 = f(U_{обр})$ – плавным линейным. ВФХ достаточно широко используется при производстве полупроводниковых приборов для проверки качества p - n -перехода, который в предпочтении должен быть резким (рис. 4, б).

Описание установки

Исследование вольт-фарадных характеристик полупроводниковых диодов или функциональных контактов других приборов проводят на специальной измерительной установке (рис. 7).

Она позволяет определять составляющую напряжения, обусловленную емкостным сопротивлением барьерной емкости, в зависимости от напряжения, подаваемого на полупроводниковый прибор.

Регистрация измеряемых сигналов может производиться как при помощи самопишущего прибора, так и с использованием вольтметров.

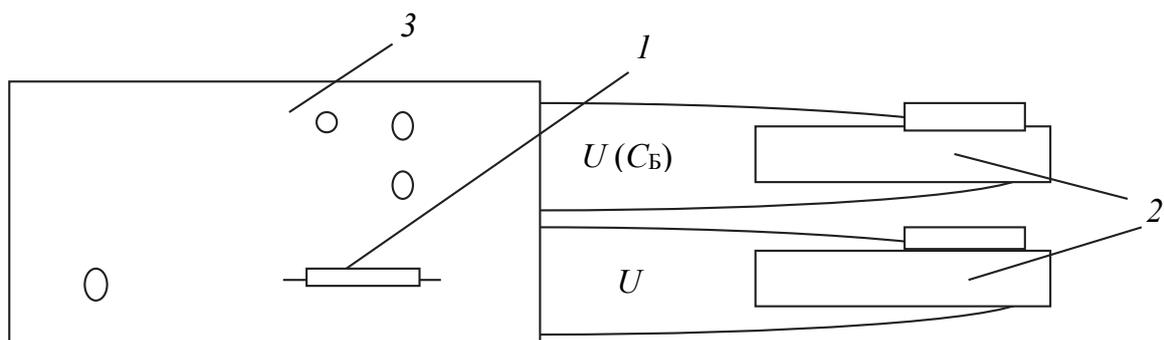


Рис. 7. Схема измерительного контура для исследования ВФХ:
 1 – прибор; 2 – универсальные цифровые вольтметры; 3 – установка

На передней панели установки расположены:

- 1) клавиши «Пуск», «Стоп» – для работы с самописцем, «Установка» – для подключения изучаемого прибора в измерительную цепь;
- 2) ручка переключения пределов измерения емкости: 100 пФ или 1000 пФ, или 10 000 пФ (цена шкалы при любом пределе измерения емкости равна 10 В, т. е. если предел измерения равен 100 пФ, значит 100 пФ соответствует 10 В);
- 3) ручки «Амплитуда» и «Смещение» для регулирования величины напряжения смещения, подаваемого на функциональный контакт в составе исследуемого прибора.

На задней панели установки находятся разъемы для подключения двух измерительных приборов.

Выполнение экспериментов и обработка результатов

1. Получите два прибора для измерений и установите один из них в гнездо для подключения прибора в положение, соответствующее обратному смещению.
2. Включите экспериментальную установку и вольтметры в сеть. Переведите вольтметры в режим автоматического измерения постоянного напряжения.
3. Переведите экспериментальную установку в режим «установка» нажатием соответствующей кнопки.
4. Подготовьте лабораторный журнал к измерениям, учитывая, что ВФХ снимают при регулировании напряжения обратного смещения $U_{обр}$ в диапазоне 0,5–9,0 В с шагом 0,5 В.
5. Установите значение напряжения обратного смещения, подаваемого на прибор, из диапазона 0,5–9,0 В, используя ручки «Амплитуда»

и «Смещение». Проведите измерение и запись текущего значения напряжения обратного смещения $U_{обр}$, используя вольтметр, подключенный к выходу измерительной установки «х», и значения напряжения U_C , соответствующего барьерной емкости C_B , используя вольтметр, подключенный к выходу измерительной установки «у».

6. Проведите аналогичные измерения для второго прибора.

7. Выполните обработку полученных зависимостей первичных данных $U_C = f(U_{обр})$, которая включает:

7.1. Пересчет значений U_C (В) в значения C_B (Ф), используя соотношение, регулируемое ручкой переключения пределов измерения емкости.

7.2. Расчет значений $1/C_B^2$ и $1/C_B^3$, которые заносятся в таблицу данных (таблица).

Экспериментальные данные по вольт-фарадным характеристикам прибора 1

$U_{обр}, В$	$U_C, В$	$C_B, Ф$	$1/C_B^2, Ф^{-2}$	$1/C_B^3, Ф^{-3}$
0,5				
1				
1,5				
...				

7.3. Построение графических зависимостей $1/C_B^2 = f(U_{обр})$, $1/C_B^3 = f(U_{обр})$ с проверкой достоверности их линеаризации или по значению квадратичного отклонения R^2 (при построении зависимостей в цифровом виде, например с помощью продуктов Excel, Origine, MathCAD), или с помощью визуального анализа графических зависимостей, построенных вручную.

7.4. Определение характера функционального p - n -перехода в результате анализа линеаризации полученных зависимостей $1/C_B^2 = f(U_{обр})$, $1/C_B^3 = f(U_{обр})$.

7.5. Определение значения контактной разности потенциалов U_K на границе исследованных функциональных p - n -переходов с помощью экстраполяции линеаризованных зависимостей, например $1/C_B^2 = f(U_{обр})$, в область напряжений прямых смещений до пересечения с осью $U_{обр}$ (рис. 6).

8. Сформулируйте вывод, отражающий объект и методику исследований, характер полученных ВФХ для исследованных приборов, результаты установления типа функциональных p - n -переходов,

полученные значения контактной разности потенциалов U_k , анализ величины и достоверности U_k в сравнении с литературными данными о традиционных полупроводниках, учитывая, что U_k составляет от 0,5 до 1,5 В и увеличивается при увеличении ширины запрещенной зоны полупроводника.

Вопросы для самоконтроля

1. Виды функциональных контактов в полупроводниковых приборах.
2. Электронные процессы в равновесных p - n -переходах.
3. Возникновение контактной разности потенциалов.
4. Зависимость высоты потенциального барьера p - n -перехода от ширины запрещенной зоны, концентрации примесей и температуры.
5. Классификация p - n -переходов.
6. Расчет контактной разности потенциалов.
7. Прямое и обратное смещение p - n -перехода.
8. Уравнение Шокли.
9. ВАХ p - n -перехода.
10. Электрическая емкость в p - n -переходе.
11. Использование ВФХ для определения U_k и типа p - n -перехода.

ИЗУЧЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

Цель: изучение частотной зависимости усилительных свойств биполярного транзистора; определение граничной частоты работы транзисторов, изготовленных на основе различных полупроводников.

Теоретические сведения

Биполярный транзистор (БТ) – полупроводниковый триод, основанный чаще на двух последовательно включенных $p-n$ -переходах, находящихся в различном омическом состоянии, работающий на эффекте управления с помощью тока базы перераспределением энергии между постоянным и переменным электрическим полем, предназначенный для усиления переменного сигнала и выполнения логических операций.

Принципиальная структура БТ (рис. 1) включает два $p-n$ -перехода, которые образуются последовательно контактирующими областями эмиттера (Э) – базы (Б) – коллектора (К) и называются соответственно эмиттерный (ЭП) и коллекторный (КП) переходы.

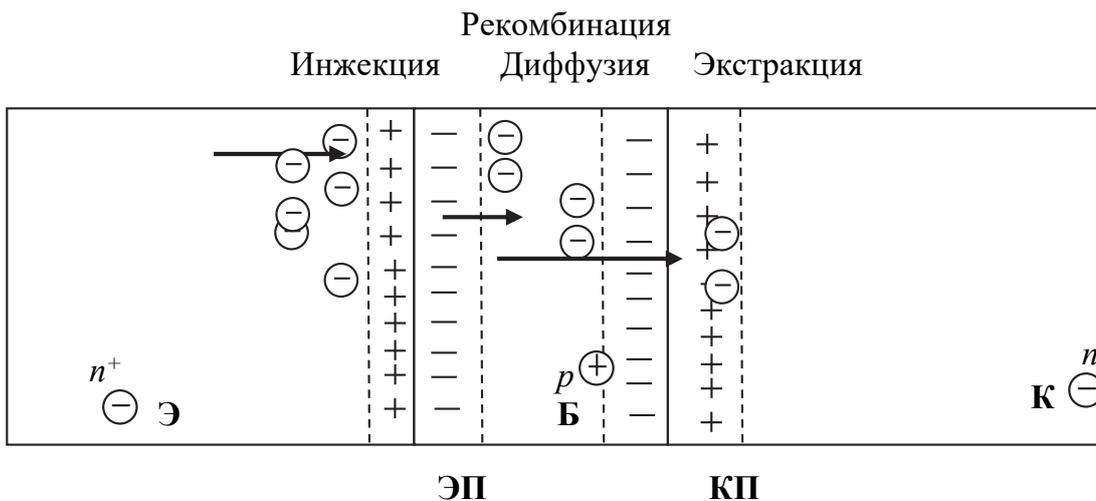


Рис. 1. Принципиальная схема функциональной структуры биполярного транзистора

В рабочем режиме подключения транзисторной структуры эмиттерный переход (ЭП) смещается прямо, находится в низкоомном состоянии и пропускает большие токи основных носителей заряда, а коллекторный переход (КП) смещается обратно, находится в высокоомном состоянии и пропускает малые токи неосновных носителей заряда. Перенос носителей заряда в пределах такой структуры включает три основных процесса (рис. 1):

1) эффективная *инжекция* основных носителей заряда через прямосмещенный ЭП из области эмиттера в область базы;

2) *диффузия* инжектированных (ставших неосновными) носителей через базу;

3) *экстракция* продифундировавших носителей через обратно-смещенный КП в область коллектора.

Основным нежелательным процессом в этом электропереносе является процесс *рекомбинации* инжектированных носителей в области базы, который уменьшает выходной ток структуры – ток коллектора I_K – по сравнению с входным током структуры – током эмиттера I_Δ .

Соотношение токов в функциональной транзисторной структуре описывается неравенством $I_K < I_\Delta \gg I_B$ независимо от схемы подключения структуры в заданном рабочем режиме при эксплуатации прибора. Количественно соотношение указанных токов определяется двумя параметрами: коэффициентом передачи тока эмиттера α_Δ и коэффициентом передачи тока базы β_B (1):

$$\alpha_\Delta = \frac{I_K}{I_\Delta} < 1; \beta_B = \frac{I_K}{I_B} > 1. \quad (1)$$

При эксплуатации биполярный транзистор, который является трехэлектродным прибором, подключается во входную и выходную цепи с использованием в качестве общего вывода одного из электродов (эмиттер, база, коллектор). Наиболее распространенными являются схемы с общим эмиттером (ОЭ) (рис. 2) и общей базой (ОБ).

Работа транзистора в различных схемах описывается коэффициентами усиления (2) по току K_I , по напряжению K_U и по мощности K_P :

$$K_I = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}}; K_U = \frac{U_{\text{ВЫХ}}}{U_{\text{ВХ}}}; K_P = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_{\text{ВХ}}} = \frac{I_{\text{ВЫХ}} U_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}} U_{\text{ВХ}}}. \quad (2)$$

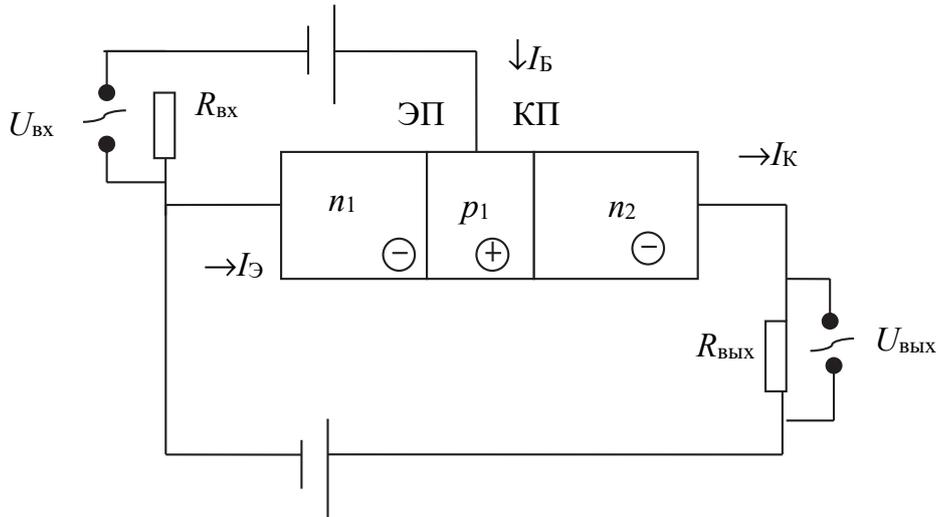


Рис. 2. Схема подключения биполярного транзистора ОЭ

Более универсальной является *схема ОЭ*, которая позволяет усиливать переменный электрический сигнал и по току, и по напряжению, и соответственно, по мощности. В схеме ОЭ входной цепью является цепь база – эмиттер, а выходной – коллектор – эмиттер (рис. 2), т. е. во входную цепь включен низкоомный прямосмещенный эмиттерный *p-n*-переход (ЭП), а в выходную – высокоомный обратносмещенный коллекторный *p-n*-переход (КП). Качественные представления об усилении тока в схеме ОЭ связаны с тем, что небольшой управляющий ток базы I_B ($\sim 1\text{--}10$ мкА) изменяет количество носителей в области базы и тем самым понижает потенциальный барьер на эмиттерном переходе, что приводит к увеличению потока инжектированных в базу и экстрагированных в коллектор носителей заряда. Количественно усиление по току в схеме ОЭ описывается коэффициентом усиления K_I (3), который в данном случае численно совпадает с коэффициентом передачи тока базы β (1) в транзисторной структуре:

$$K_I = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{ВХ}}} = \frac{I_{\text{КЭ}}}{I_{\text{БЭ}}} = \beta_B \gg 1. \quad (3)$$

Данная лабораторная работа посвящена изучению влияния частоты входного сигнала на усилительные свойства биполярного транзистора, поскольку частота рабочего переменного сигнала может существенно влиять на величину соответствующих коэффициентов усиления. Общей тенденцией выступает эффект уменьшения коэффициентов усиления при увеличении частоты рабочего переменного сигнала (рис. 3).

При этом существенное ухудшение усилительных свойств транзистора начинает проявляться при достижении некоторого характерного значения частоты, которое называют граничной частотой работы транзистора $f_{\text{гран}}$.

Такое явление связано с тем, что величины коэффициентов передачи токов в биполярной структуре α и β существенно уменьшаются при увеличении частоты входного переменного сигнала в соответствии с выражениями (4)–(6), что, в свою очередь, приводит к ухудшению усилительных свойств биполярных транзисторов:

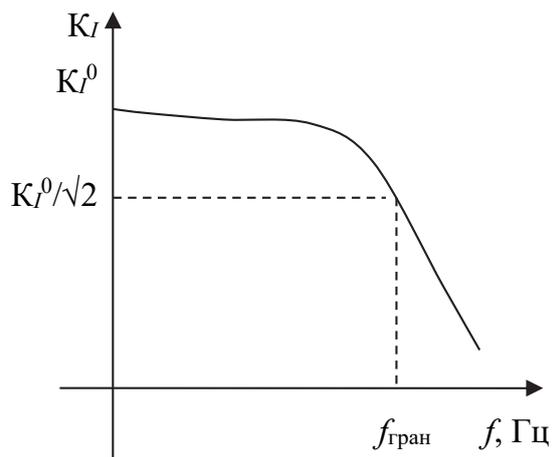


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента усиления по току БТ

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \frac{f}{f_\alpha}}}; \quad (4)$$

$$\beta = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}}; \quad (5)$$

$$f_\alpha = (1 + \beta)f_\beta; \quad f_\beta = (1 - \alpha)f_\alpha, \quad (6)$$

где α_0 и β_0 – величины коэффициентов передачи токов эмиттера и базы при низких частотах; f – текущая частота входного сигнала, Гц; f_α и f_β – предельные (или граничные) частоты усиления схемы ОБ и ОЭ соответственно, при достижении которых коэффициенты передачи токов α_0 и β_0 уменьшаются в $\sqrt{2}$ раз, или приблизительно на 30%.

Можно выделить две основные причины наличия частотной зависимости усилительных свойств БТ:

1) фиксированное время пролета $\tau_{\text{пр}}$ инжектированных носителей через базу;

2) наличие электрических емкостей в транзисторной структуре, в частности наличие диффузионной емкости прямосмещенного эмиттерного перехода C_d и барьерной емкости обратносмещенного коллекторного перехода C_b .

Первая причина частотной зависимости коэффициента усиления по току связана с тем, что в данной транзисторной структуре время пролета $\tau_{пр}$ инжектированных носителей через базу является фиксированной величиной, численное значение которой определяется дрейфовой скоростью носителей v_D (напомним, что она прямо пропорциональна подвижности носителей μ) и шириной базы l_B (рис. 4) в соответствии с уравнением (7):

$$\tau_{пр} = \frac{l_B}{v_D}. \quad (7)$$

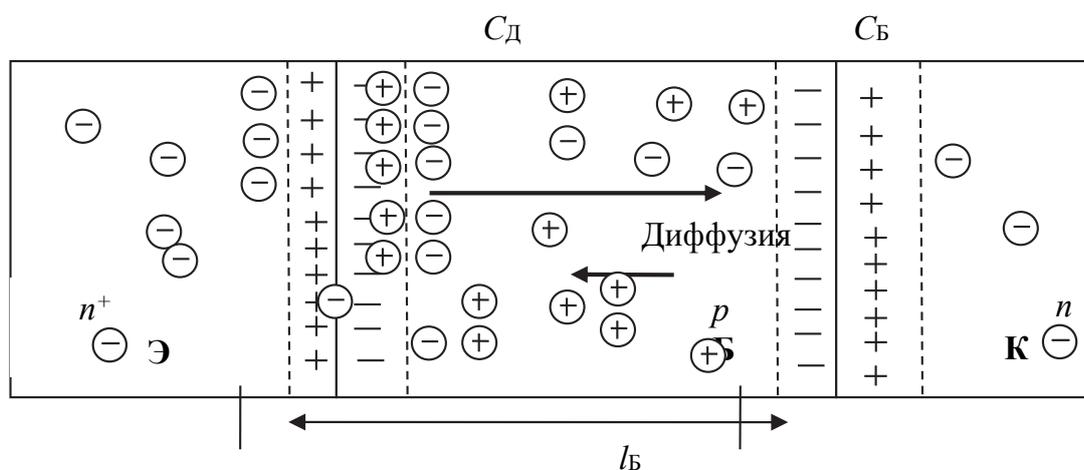


Рис. 4. Схема электрофизических процессов, влияющих на частотную зависимость коэффициента усиления по току БТ

Направление процесса диффузии инжектированных носителей через базу зависит от текущего направления градиента концентрации инжектированных носителей в базе. Этот градиент связан с полярностью подаваемого сигнала, которая для переменного сигнала меняется на противоположную каждые полпериода (рис. 5). В связи с этим каждые полпериода $T/2$ меняется направление диффузии носителей по базе (рис. 4). Те инжектированные (неосновные для базы) носители, которые до смены полярности сигнала, т. е. за полпериода, не успели продиф-

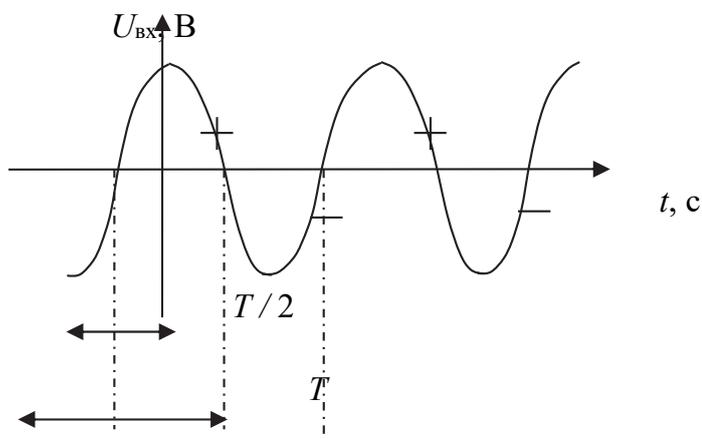


Рис. 5. Входной переменный сигнал БТ

фузируются, т. е. за полпериода, не успели продиф-

фундировать через базу, начинают диффундировать в обратном направлении, т. е. от коллектора к эмиттеру. В таком случае вероятность их рекомбинации значительно возрастает, а значит, уменьшается выходной ток коллектора и, соответственно, падает коэффициент усиления сигнала по току.

Таким образом, исходные повышенные значения коэффициента усиления сохраняются до тех пор, пока время пролета $\tau_{пр}$ инжектированных носителей через базу не превышает полупериода переменного рабочего сигнала $\tau_{пр} \leq T / 2$. В этом случае инжектированные носители успевают преодолеть базу за время монополярности рабочего сигнала с минимальными рекомбинационными потерями носителей в базе.

Вторая причина частотной зависимости коэффициента усиления связана с тем, что в транзисторной структуре возникают электрические емкости, которые имеют особенности (табл. 1), но аналогично влияют на электроперенос в транзисторной структуре.

Таблица 1

Сравнительная характеристика диффузионной C_d и барьерной C_b емкостей в структуре биполярного транзистора

Диффузионная емкость C_d	Барьерная емкость C_b
Природа электрических зарядов	
Основные и неосновные носители заряда (электроны и дырки) <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> \ominus \oplus </div>	Неподвижные некомпенсированные ионизованные примесные атомы (доноры и акцепторы) <div style="display: flex; justify-content: space-around; align-items: center;"> - + </div>
Пространственная локализация	
Одна область транзисторной структуры (или эмиттер, или база)	Две ОПЗ, образующие коллекторный $p-n$ -переход
Величина	
↓ Незначительная	↑ Повышенная

Влияние электрических емкостей связано с тем, что при увеличении частоты сигнала емкостное сопротивление R_C , которое включается в цепь параллельно (рис. 6), уменьшается, что приводит к увеличению тока I_C , ответвляемого на емкостную цепь, и, соответственно, к уменьшению основного тока I_T , протекающего в транзисторной цепи.

Среди способов улучшения частотных свойств БТ можно назвать:

1) уменьшение времени пролета $\tau_{пр}$ инжектированных носителей через базу за счет использования, например, $n-p-n$ -транзисторов

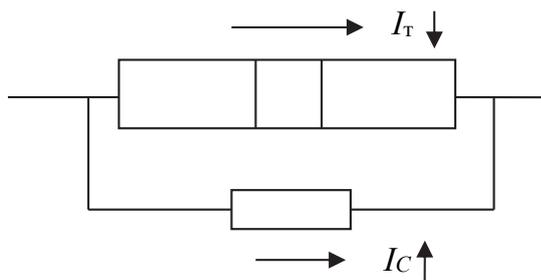


Рис. 6. Схема влияния емкостей на выходной ток транзистора

вместо *p-n-p*, полупроводников с повышенной подвижностью носителей, например GaAs вместо Si, а также уменьшения толщины базы;

2) уменьшение емкостей переходов в транзисторной структуре за счет уменьшения ЭП и КП или увеличения их толщины;

3) использование дрейфовых транзисторов с неоднородно легированной базой, в которой возникает диффузионное электрическое поле и перенос носителей осуществляется как диффузией, так и дрейфом по направлению от эмиттера к коллектору.

Описание установки

Измерительная цепь в данной работе включает ряд элементов (рис. 7): экспериментальную установку «СТАТ-1», к которой подключаются исследуемые транзисторы, три вольтметра для измерения тока базы I_B , тока коллектора I_K и коллекторного напряжения U_K , а также генератор переменного напряжения с варьируемой частотой выходного сигнала.

Экспериментальная установка «СТАТ-1» представляет собой усилитель переменного тока, собранный по схеме с общим эмиттером (ОЭ). На верхней панели установки расположены:

- гнездо для подключения транзистора в измерительную цепь;
- кнопка сетевого выключателя и лампочка-индикатор, сигнализирующая о подключении прибора к сети;
- две ручки потенциометра для регулировки постоянного тока базы I_B , из которых левая (отмеченная двумя точками) служит для грубой, а правая (с одной точкой) для тонкой регулировки сигнала;
- ручка потенциометра для регулировки коллекторного напряжения U_K ;
- выводные клеммы для измерения тока базы I_B , к которым подключается цифровой вольтметр в режиме измерения переменного напряжения. Ток базы измеряется по падению напряжения на встроенном в установку резисторе с сопротивлением 1 кОм;
- выводные клеммы для измерения тока коллектора I_K , к которым подключается цифровой вольтметр в режиме измерения переменного

напряжения. Ток коллектора измеряется по падению напряжения на встроенном в установку резисторе с сопротивлением 100 Ом;

– выводные клеммы для измерения коллекторного напряжения U_K , к которым подключается цифровой вольтметр в режиме измерения постоянного напряжения.

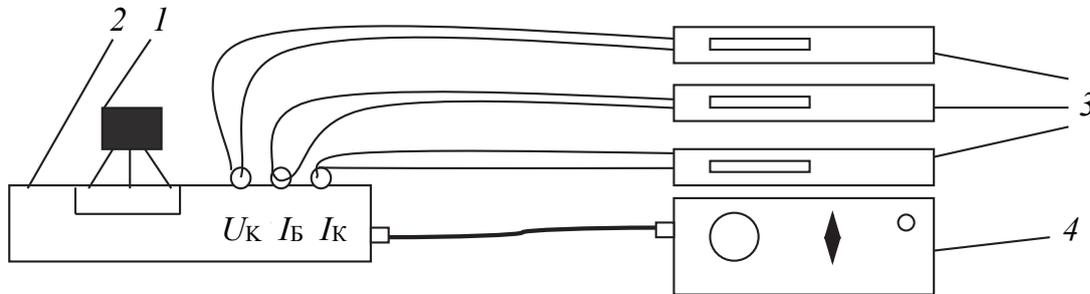


Рис. 7. Схема измерительного контура для исследования частотной зависимости усилительных свойств биполярного транзистора:

1 – транзистор; 2 – измерительная установка «СТАТ-1»; 3 – универсальные цифровые вольтметры; 4 – генератор переменного сигнала

На правой боковой панели установки размещены:

- 1) гнездо для подключения генератора переменного напряжения с варьлируемой частотой, сигнал которого и усиливается исследуемым биполярным транзистором;
- 2) тумблер, переключающий режим измерения тока базы. При нижнем положении (=) тумблера измеряется постоянный ток базы, при верхнем (~) – переменный ток базы.

Выполнение экспериментов и обработка результатов

1. Получите два транзистора для измерений и установите один из них в гнездо для подключения исследуемого прибора.
2. Включите экспериментальную установку, генератор переменного сигнала и вольтметры в сеть.
3. Все вольтметры переведите в режим автоматического выбора пределов измерений, нажав клавиши АВП.
4. Установите тумблер на правой панели экспериментальной установки в положение «~» и ручкой U_K^* установите коллекторное напряжение на уровне 9 В.
5. Переведите тумблер на правой панели в положение «=», вольтметр для измерения тока базы в режим измерения постоянного напряжения и ручками I_B установите ток базы на уровне 0,1–0,5 мА.

6. Переведите тумблер на правой панели в положение «~», вольтметр для измерения тока базы в режим измерения переменного напряжения, установите на барабане генератора частоту 10 Гц и регулятором выходного напряжения генератора установите ток базы на уровне 0,1–0,4 мкА.

7. Запишите в лабораторный журнал текущие значения частоты входного сигнала, а также напряжений U_B и U_K , соответствующих току базы I_B и току коллектора I_K .

8. Изменяя частоту выходного напряжения генератора переменного сигнала f от 10 до 10^6 Гц, увеличивая ее с помощью переключателя $\times 10^n$ на генераторе, измерьте при каждом значении частоты сигнала f (6 измерений) текущие значения напряжений, соответствующих току базы I_B и току коллектора I_K .

9. Проведите пересчет значений U_B и U_K (В) в значения токов I_B и I_K (А), используя значения сопротивлений встроенных резисторов, указанные в описании установки. Рассчитайте для каждого значения частоты сигнала f значения коэффициента усиления транзистора K_I , равного отношению токов коллектора и базы I_K / I_B и соответственно равного в данной схеме (ОЭ) коэффициенту передачи тока базы β (уравнение 3). Внесите полученные значения в таблицу данных (табл. 2, верхняя часть).

Таблица 2

Экспериментальные данные по частотной зависимости коэффициента усиления

f , Гц	U_B , В	U_K , В	I_B , А	I_K , А	β
10					
100					
1000					
...					
1000					
2000					
3000					
...					

10. Определите приблизительное значение граничной частоты f_β , соответствующее уменьшению коэффициента усиления $K_I = \beta$ в $\sqrt{2}$ раз.

11. Проведите измерения по пункту 8 в узком диапазоне частот (10 измерений), включающем рассчитанное приблизительное значение граничной частоты f_β и рассчитайте для каждого значения

частоты сигнала f значения коэффициента усиления транзистора K_I . Внесите полученные значения в таблицу данных (табл. 2, аналогично нижней части).

12. Постройте для широкого интервала частот от 10 до 10^6 Гц график зависимости коэффициента усиления транзистора $K_I = \beta$ от частоты в координатах $\lg\beta$, $\lg f$.

13. Постройте для узкого интервала частот (например, от 10^3 до 10^4 Гц) график зависимости коэффициента усиления транзистора $K_I = \beta$ от частоты в координатах β (или $\lg\beta$), f .

14. Пользуясь графиком в координатах β (или $\lg\beta$), f , определите граничную частоту работы транзистора f_β , соответствующую уменьшению коэффициента усиления $K_I = \beta$ в $\sqrt{2}$ раз (рис. 3).

15. Постройте две зависимости в координатах β / β_0 , f / f_β , используя в качестве текущих значений β либо данные, полученные по экспериментальным значениям токов, либо данные, полученные в результате расчета по формуле (5). При этом в качестве значения исходного коэффициента усиления β_0 используйте максимальное экспериментальное значение $\beta_0 = \beta_{\text{макс}}$.

16. Аналогичные измерения и обработку данных проведите для другого транзистора.

17. Сформулируйте вывод, отражающий объект и методику исследований, характер полученных зависимостей коэффициента усиления транзистора $K_I = \beta$ от частоты переменного сигнала f , полученные значения граничной частоты f_β , анализ полученных зависимостей и значений в сравнении с теоретическими данными, а также параметрами биполярных транзисторов на основе различных полупроводников.

Вопросы для самоконтроля

1. Элементы и электронные процессы в структуре биполярного транзистора. 2. Коэффициенты передачи токов в биполярной транзисторной структуре. 3. Коэффициенты усиления транзистора. 4. Принцип усиления переменного сигнала транзистором, включенным по схеме ОЭ. 5. Характер частотной зависимости усилительных свойств биполярного транзистора. 6. Причины частотной зависимости усилительных свойств биполярного транзистора. 7. Способы улучшения частотной зависимости усилительных свойств биполярного транзистора. 8. Определение граничной частоты работы транзистора.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Цель: изучение спектральной зависимости фотоЭДС полупроводникового фотопреобразователя; определение рабочего диапазона эффективной работы солнечного элемента.

Теоретические сведения

Оптоэлектронные полупроводниковые приборы (ОПП) излучают или преобразуют электромагнитное излучение оптического диапазона (с длиной волны от 1 мм до 1 нм). Эти приборы можно разделить на следующие:

- *полупроводниковые излучатели* (когерентные (лазеры) и некогерентные (светодиоды));
- *приемники излучения* (фотодиоды, фототранзисторы, фоторезисторы, фототиристоры, солнечные элементы и др.);
- *оптроны* (оптопары и оптоэлектронные интегральные схемы).

Изменение концентрации носителей при освещении полупроводника приводит не только к изменению электропроводности, но и к возникновению электродвижущих сил (фотоЭДС) в случае пространственного разделения фотогенерированных носителей заряда. Общей *причиной* возникновения фотоЭДС в наиболее важных известных случаях является *диффузия* фотоэлектронов и фотодырок от места генерации (поверхности) в объем материала. Эта диффузия биполярна и характеризуется биполярным коэффициентом диффузии D_{\pm} неравновесных носителей, который связан с коэффициентами диффузии электронов D_e и дырок D_h соотношением (1):

$$D_{\pm} = (D_e \sigma_h + D_h \sigma_e) / (\sigma_h + \sigma_e), \quad (1)$$

где σ_h и σ_e – равновесные удельные электропроводности соответствующего типа.

Можно отметить следующие основные условия возникновения фотоЭДС достаточно большой величины:

1) интенсивное поглощение фотонов, наблюдающееся в материалах в определенном диапазоне спектра электромагнитного излучения;

2) фотогенерация носителей обоих знаков или носителей знака, противоположного знаку основных равновесных носителей;

3) неоднородность полупроводника, что часто проявляется отличием концентрации носителей в поверхностном освещаемом слое от концентрации таковых в объеме материала.

Таким образом, в примесном полупроводнике при облучении светом с различной длиной волны возможна генерация как монополярной, так и биполярной фотопроводимости. При этом собственное поглощение по сравнению с примесным поглощением позволяет значительно сильнее уменьшить электросопротивление полупроводника, поскольку концентрация собственных атомов ($\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$) существенно больше концентрации примесей ($10^{14} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$).

В зависимости от структуры полупроводника и условий возникновения различают ряд типов фотоЭДС. В однородном полупроводнике при освещении может возникать ЭДС Дембера в результате диффузии с разной скоростью фотоэлектронов (чаще более подвижных частиц) и фотодырок (рис. 1). Величина ЭДС Дембера E_d пропорциональна разности коэффициентов диффузии носителей и компенсирует разность диффузионных токов дырок и электронов. При этом возникающее электрическое поле ускоряет менее подвижные частицы и замедляет быстрые.

В неоднородных полупроводниках возникает объемная, или распределенная, фотоЭДС. Наличие градиента концентрации примесей в таком материале вызывает возникновение диффузионного тока, который приводит к образованию ОПЗ и, соответственно, возникновению компенсирующего дрейфового тока равновесных носителей. При освещении равновесие между токами нарушается за счет

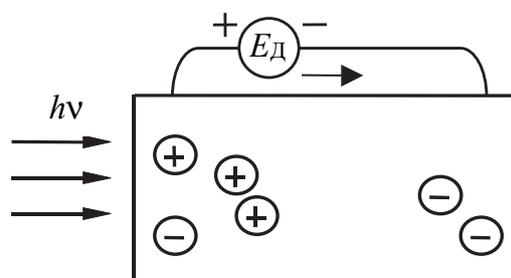


Рис. 1. Схема возникновения фотоЭДС Дембера в однородном полупроводнике

диффузии неравновесных носителей. Величина объемной фотоЭДС пропорциональна градиенту концентрации активной примеси, а также квадрату диффузионной длины неосновных носителей L_e, L_h . Для наиболее распространенных полупроводников значения вышеуказанных фотоЭДС составляют единицы милливольт.

Наиболее важным с практической точки зрения типом фотоЭДС является *вертильная* фотоЭДС (фотогальванический эффект) (рис. 2). Она проявляется при освещении полупроводника и генерации неравновесных носителей заряда вблизи потенциального барьера, в качестве

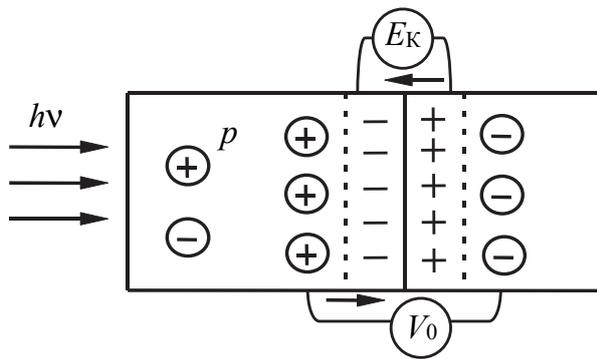


Рис. 2. Схема возникновения вертильной фотоЭДС

свойств самих носителей (фотоЭДС Дембера) или характеристик материала (объемная фотоЭДС). Дополнительным условием возникновения вертильной фотоЭДС является то, что расстояние от области генерации неравновесных носителей до барьера, например p - n -перехода, не должно превышать диффузионной длины этих носителей. В таком случае контактное поле разделяет диффундирующие фотоносители (пропускает неосновные и задерживает основные носители), что приводит к возникновению вертильной фотоЭДС V_0 , полярность которой противоположна полярности контактной разности потенциалов U_K в p - n -переходе. Максимальная величина V_0 не превышает U_K , поскольку вертильная фотоЭДС снижает потенциальный барьер на границе p - n -перехода аналогично прямому смещению (см. с. 40, рис. 2).

Величина V_0 описывается основным уравнением теории вертильных фотоэлементов (2) и может быть увеличена при обратном смещении p - n -перехода, что используется в фотодиодах:

в которого могут выступать функциональные контакты и просто поверхность полупроводника, где наблюдается приповерхностное искривление энергетических зон. Отличие этого типа фотоЭДС состоит в том, что потоки диффундирующих неравновесных носителей заряда разделяются потенциальным барьером, а не в результате различия

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{I_c}{I_0} \right), \quad (2)$$

где I_c – световой ток неравновесных носителей заряда (фотоносителей) через p - n -переход, А; I_0 – ток насыщения равновесных носителей.

Спектр вентильной фотоЭДС представляет собой экстремальную зависимость, содержащую максимум, что можно пояснить на основании уравнения (2). На возрастающем участке спектра при увеличении энергии падающих фотонов (и соответственно уменьшении длины волны падающего света) световой ток I_c в соответствии с уравнением (3) значительно увеличивается, поскольку растет темп генерации неравновесных носителей заряда g :

$$I_c = egS_{hv}\beta = ev_T\beta, \quad (3)$$

где g – темп генерации фотоносителей при освещении полупроводника, шт./м²·с; S_{hv} – освещаемая площадь полупроводника, м²; v_T – скорость генерации фотоносителей, шт./с; β – доля неосновных фотоносителей, дошедших до p - n -перехода без рекомбинации.

На этом же участке ток насыщения I_0 также увеличивается, однако существенно меньше, чем I_c , поскольку подавляющая часть равновесных носителей не могут преодолеть потенциальный барьер на границе p - n -перехода. В результате на этом участке спектра $I_c > I_0$ и с ростом энергии фотонов V_0 увеличивается до некоторого максимального значения. При этом значении V_0 потенциальный барьер на границе p - n -перехода понизится до величины, сравнимой с тепловой энергией носителей заряда, и через p - n -переход будет протекать большой ток равновесных носителей, концентрация которых значительно выше числа неравновесных носителей и следовательно $I_c < I_0$. Дальнейшее увеличение энергии фотонов приведет к снижению V_0 . Абсолютные значения максимальной вентильной фотоЭДС наблюдаются в легированных полупроводниках, когда уровень Ферми близок к краю разрешенной зоны, и составляют величину порядка $E_g/2$, т. е. 0,3 В – для германия и 0,5 В – для кремния. Это на несколько порядков больше, чем величины других типов фотоЭДС.

Описание установки

Измерительная цепь для получения спектральной зависимости фотоЭДС в данной работе включает ряд элементов (рис. 4): источник смешанного оптического излучения в виде лампы накаливания, которая питается от сети через понижающий трансформатор, фокусирующая линза, монохроматор, на выход которого помещен исследуемый фотодиод ФД-1, универсальный цифровой вольтметр для регистрации величины фотоЭДС, возникающей в структуре фотопреобразователя при освещении монохроматическим светом.

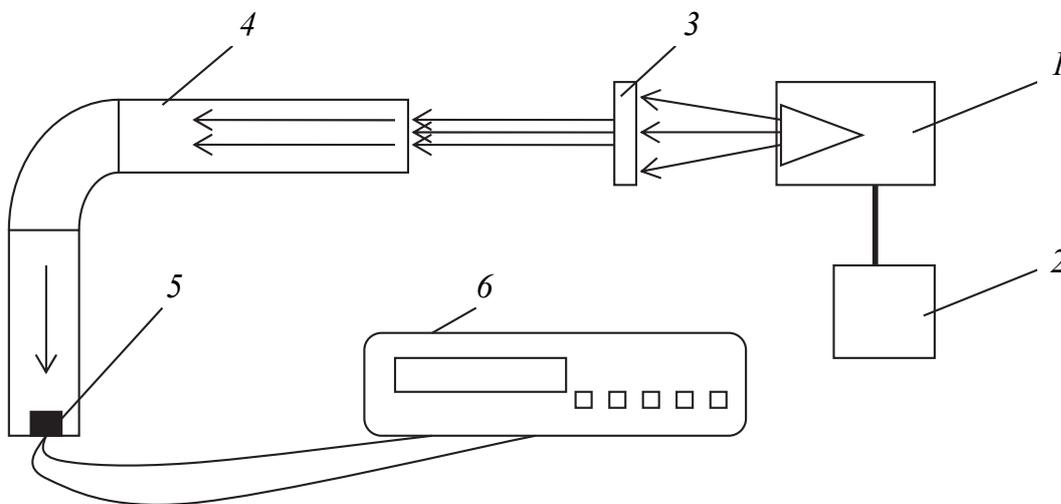


Рис. 4. Схема измерительной цепи для исследования спектральных характеристик фотопреобразователя:

1 – источник излучения; 2 – трансформатор; 3 – линза;
4 – монохроматор; 5 – фотодиод; 6 – универсальный вольтметр

Подача света в монохроматор происходит при открытых входных шторках. Дискретное варьирование интенсивности светового потока, пропорциональной количеству фотонов, поступающих в монохроматор, осуществляется посредством регулирования входной щели монохроматора с помощью вертикального барабанного регулятора. Варьирование длины волны монохроматического света λ на выходе из монохроматора производится при вращении барабана, расположенного в области изгиба монохроматора.

Для пересчета делений барабана монохроматора из градусов ($^{\circ}$) в текущие значения длины волны λ используются данные табл. 1.

**Соотношения между делениями на барабане и длиной волны
излучения на выходе монохроматора**

Деления барабана, град.	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000	3200
Длина волны, нм	444	460	478	500	526	554	582	640	702	791	921	1096

Исследуемый фотопреобразователь помещен в выходной отвод монохроматора.

Выполнение экспериментов и обработка результатов

1. Получите задание для снятия двух спектров фотоЭДС фотопреобразователя при различных значениях щели монохроматора в диапазоне от 1 до 4 мм.

2. Установите с помощью регулятора ширины щели на входе в монохроматор первое из заданных значений.

3. Включите в сеть цифровой вольтметр для измерения значений фотоЭДС V_0 в режиме регистрации постоянного напряжения и подключите к электросети лампу накаливания через специальный блок.

4. Проведите проверку и юстировку расположения светового луча, поступающего от источника, относительно щели монохроматора.

5. Проведите измерения значений фотоЭДС V_0 на выходе фотопреобразователя при варьировании длины волны падающего света λ , которое производится при вращении барабана, расположенного в области изгиба монохроматора. Диапазон измерений ограничен значениями длины волны падающего света λ , при которых наблюдается возникновение фотоЭДС регистрируемой величины (начиная приблизительно с 1000°).

6. Проведите измерения данных по спектру фотоЭДС при изменении длины щели монохроматора.

7. Внесите полученные экспериментальные данные по спектральной зависимости фотоЭДС в табл. 2 (колонки 1, 3).

8. Проведите обработку полученных экспериментальных данных, которая включает:

8.1. Пересчет делений по шкале на барабане монохроматора из градусов ($^\circ$) в текущие значения длины волны λ с использованием данных табл. 1.

Таблица 2

Экспериментальные данные по спектральной зависимости фотоЭДС

Деления барабана, град.	λ , нм	V_0 , В	$I(\lambda)$	$V_0^I = \frac{V_0}{I(\lambda)}$, В	$\frac{V_0^I}{(V_0^I)_{\max}}$
1	2	3	4	5	6
1000					
1100					
1200					
...					

8.2. Корректировку полученных значения фотоЭДС с учетом спектральной зависимости интенсивности излучения лампы накаливания, используя данные табл. 3 или при необходимости экстраполяцию данных табл. 3. При этом нужно разделить каждое полученное значение фотоЭДС на соответствующий коэффициент $I(\lambda)$ из табл. 3 (или интерполированные значения из табл. 3).

Таблица 3

Данные по спектральной зависимости интенсивности излучения лампы накаливания

Деления барабана, град.	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000	3200
Интенсивность излучения $I(\lambda)$, отн. ед.	0,18	0,31	0,50	1	1,92	3,05	5,50	9,24

8.3. Приведение полученных данных по фотоЭДС к безразмерному виду $\frac{V_0^I}{(V_0^I)_{\max}}$ путем деления каждого полученного приведенного значения фотоЭДС на максимальное из полученных значений.

8.4. Построение спектров фотоЭДС фотоэлемента в первичных координатах $V_0 = f(\lambda)$, а также для приведенных данных в координатах $\frac{V_0^I}{(V_0^I)_{\max}} = f(\lambda)$.

8.5. Определение рабочего спектрального диапазона исследованного прибора (принять ширину диапазона равной 10–15 нм).

9. Сформулируйте вывод, отражающий объект и методику исследований, характер полученных спектральных зависимостей с

учетом основного выражения для вентильной фотоЭДС, полученные значения вентильной фотоЭДС V_0 , анализ величины и достоверности значений V_0 с учетом литературных данных о параметрах современных фотоэлементов.

Вопросы для самоконтроля

1. Причины и условия возникновения фотоЭДС в полупроводниках.
2. Виды фотоЭДС, их величина.
3. Механизм возникновения вентильной фотоЭДС при собственном и примесном поглощении.
4. Состояние p - n -перехода при прямом и обратном смещении.
5. Влияние фотоЭДС на потенциальный барьер в p - n -переходе.
6. Максимальное значение вентильной фотоЭДС.
7. Основное уравнение вентильной фотоЭДС.
7. Характер спектральной зависимости фотоЭДС.
8. Особенности определения рабочего спектрального диапазона солнечных элементов.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Богомазова, Н. В. Физическая электроника и электронные приборы: электронный конспект лекций по одноименной дисциплине / Н. В. Богомазова. – Минск: БГТУ, 2021. – 119 с.
2. Щука, А. А. Электроника: учеб. пособие для вузов / А. А. Щука. – 2-е изд. – СПб.: БВХ-Петербург, 2008. – 739 с.
3. Хандогин, М. С. Электронные приборы: учеб. пособие / М. С. Хандогин, В. Б. Рожанский, С. В. Дробот. – Минск: БГУИР, 2011. – 310 с.
4. Пасынков, В. В. Полупроводниковые приборы: учеб. пособие для вузов / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – 3-е изд. – СПб.: Лань, 2001. – 367 с.
5. Колосницын, Б. С. Полупроводниковые приборы и интегральные микросхемы: учеб. пособие / Б. С. Колосницын, П. П. Стещенко, В. В. Шульгов. – Минск: Амалфея, 2002. – 272 с.
6. Ткаченко, Ф. А. Электронные приборы и устройства: учеб. для вузов / Ф. А. Ткаченко. – Минск: Новое знание; М.: ИНФРА-М, 2020. – 682 с.
7. Богомазова, Н. В. Полупроводниковые приборы: физико-химия и технология: сборник задач / Н. В. Богомазова, О. А. Алисиенок. – Минск: БГТУ, 2016. – 85 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
<i>Лабораторная работа 1. Определение оптической ширины запрещенной зоны полупроводников</i>	4
<i>Лабораторная работа 2. Определение электрофизических параметров полупроводников с помощью измерений методом ван дер Пау</i>	16
<i>Лабораторная работа 3. Изучение кинетических параметров явления фотопроводимости</i>	26
<i>Лабораторная работа 4. Исследование функциональных контактов полупроводниковых приборов с помощью вольт-фарадных характеристик.....</i>	37
<i>Лабораторная работа 5. Изучение частотной зависимости коэффициента усиления биполярного транзистора</i>	48
<i>Лабораторная работа 6. Изучение спектральной характеристики фотопреобразователя.....</i>	58
Рекомендуемая литература	66

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Составитель
Богомазова Наталья Валентиновна

Редактор *Е. И. Гоман*
Компьютерная верстка *Е. В. Ильченко*
Дизайн обложки *П. П. Падалец*
Корректор *Е. И. Гоман*

Подписано в печать 23.09.2022. Формат 60×84¹/₁₆.
Бумага офсетная. Гарнитура Таймс. Печать ризографическая.
Усл. печ. л. 4,0. Уч.-изд. л. 4,1.
Тираж 30 экз. Заказ .

Издатель и полиграфическое исполнение:
УО «Белорусский государственный технологический университет».
Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/227 от 20.03.2014.
Ул. Свердлова, 13а, 220006, г. Минск.