

Министерство образования и науки РФ  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени С. М. Кирова»

---

*Кафедра физики*

ОПТИКА

Лабораторная работа № 14

# ИЗУЧЕНИЕ ВЕНТИЛЬНОГО ФОТОЭЛЕМЕНТА

Методические указания  
к лабораторной работе в практикуме по физике  
для студентов всех направлений и видов обучения

Санкт-Петербург  
2012

Рассмотрены и рекомендованы к изданию  
учебно-методической комиссией  
факультета химической технологии и биотехнологии  
Санкт-Петербургского государственного лесотехнического университета  
25 января 2012 г.

Составители:

кандидат физико-математических наук, доцент **Л. П. Казакова**,  
ведущий инженер **М. С. Качарова**

Отв. редактор

доктор физико-математических наук, профессор **С. М. Герасюта**

Рецензент

**кафедра физики СПбГЛТУ**

**Изучение вентильного фотоэлемента:** методические указания к лабораторной работе / сост.: Л. П. Казакова, М. С. Качарова. – СПб.: СПбГЛТУ, 2012. – 16 с.

Методические указания к лабораторной работе по разделу «Оптика» предназначены для студентов всех направлений и видов обучения.

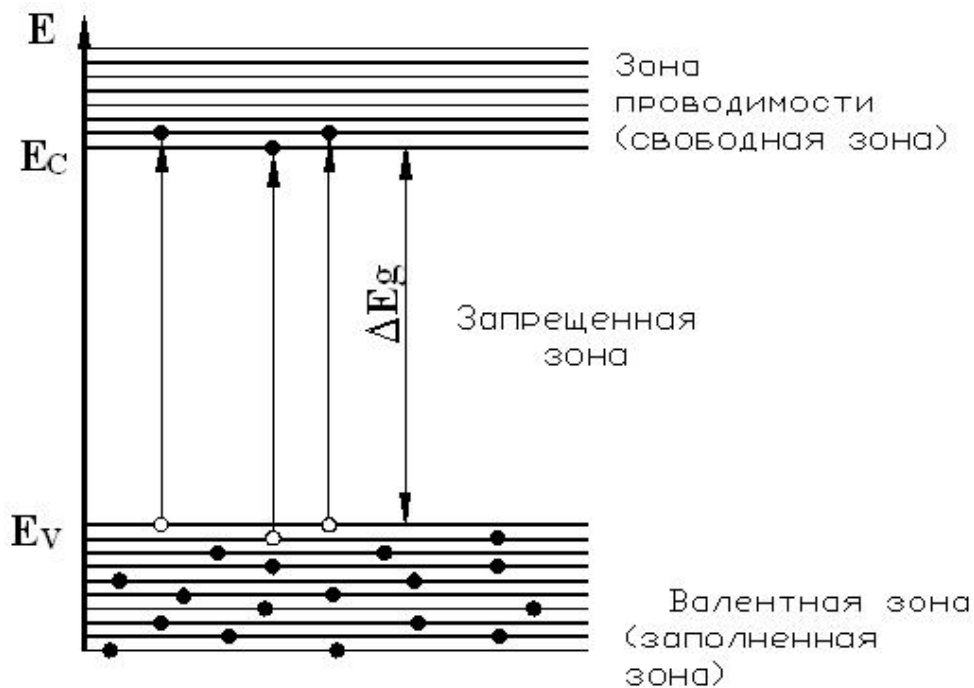
## ВВЕДЕНИЕ

Для изготовления вентильного фотоэлемента используются *полупроводники*. К полупроводникам относится очень широкий класс веществ. Удельное сопротивление полупроводников может иметь весьма различные значения от  $10^{-5} - 10^{-4}$  Ом · см, обычного для металлов, до  $10^{12}$  Ом · см, типичного для изоляторов. Полупроводниковые материалы обладают замечательными особенностями. Их свойствами можно управлять в широких пределах при введении в них примесей или воздействуя на них электрическим и магнитными полями, светом и другими факторами.

Полупроводниковые приборы широко используются в радиоэлектронике, автоматике и вычислительной технике, в квантовой электронике. Солнечные батареи снабжают электроэнергией приборы на космических аппаратах, термоэлектрогенераторы заменяют батареи питания, широко применяются полупроводниковые выпрямители и оптические квантовые генераторы (лазеры).

Полупроводники – это твердые тела, состоящие, как и все тела, из атомов, между которыми действуют связи, определяющие сформированные кристаллографические структуры. При образовании твердого тела атомы сближаются на расстояния порядка  $10^{-10}$  м. На таких расстояниях электрон притягивается не только ядром «своего» атома, но и ядрами соседних атомов, что приводит к ослаблению связи этого электрона со своим ядром. Кроме того, возникают и *квантово-механические* эффекты. Основным из них является появление возможности перехода электрона от атома к атому без изменения энергии, т. е. электрон может перемещаться по горизонтальному энергетическому уровню (это *туннельный эффект*). Возникновение туннельного эффекта при сближении атомов приводит к расщеплению изолированных уровней энергий электронов атомов в полосы или зоны уровней. Каждая такая зона состоит из  $N$  уровней ( $N$  – число атомов в кристалле), находящихся на небольшом энергетическом расстоянии друг от друга. Расстояние между уровнями энергий электронов в зоне очень мало и его можно оценить из таких соображений: экспериментальные значения ширины зоны разрешенных уровней порядка 1 эВ; число уровней порядка числа Авогадро:  $10^{23}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, с точки зрения *зонной теории*, дискретные изолированные уровни энергий электронов в атомах, при сближении атомов до обычных для твердых тел межуатомных расстояний, образуют зоны разрешенных энергетических состояний (*разрешенные зоны*), разделенные полосами или зонами, в которых лежат такие значения энергий ( $E$ ), которые по законам квантовой механики не могут иметь электроны в твердом теле, т. е. *запрещенными зонами* (рис. 1).



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма собственного полупроводника (черные точки – электроны, светлые точки – дырки)

Согласно *принципу Паули*, существующему в квантовой механике, на одном энергетическом уровне могут находиться только два электрона с противоположно направленными спинами. При этом ниже лежащие уровни всегда должны быть заполненными, чтобы кристалл имел минимальную полную энергию.

Из разрешенных зон обычно рассматривают две зоны: самую верхнюю из зон, целиком заполненных электронами, называемую *валентной* или просто *заполненной*, и лежащую над ней – *зону проводимости* или *свободную зону*. Энергетический промежуток  $\Delta E_g$ , отделяющий эту зону от валентной, равен ширине запрещенной зоны (рис. 1).

В полупроводниках при  $T = 0$  К валентная зона полностью заполнена валентными электронами, участвующими в междоатомных связях, а состояния в зоне проводимости пусты. На рис. 1  $E_V$  – максимальная энергия электронов в связанном состоянии, а  $E_C$  – минимальная энергия, которую может иметь свободный электрон.

Переход электрона из валентной зоны в зону проводимости возможен при разрыве связи, на что необходимо затратить энергию  $\Delta E \geq \Delta E_g$ , которая может быть получена при нагреве, при действии достаточно сильного электрического поля или электромагнитного излучения.

При  $T > 0$  К электроны, попавшие в свободную зону, где есть множество очень близких вакантных уровней (рис. 1), могут ускоряться электрическим полем и участвовать в переносе тока. Поэтому свободную зону

называют зоной проводимости, а попавшие в нее электроны – электронами проводимости.

Уход электрона из валентной зоны сопровождается появлением в ней вакантного (свободного) места, получившего название *дырки*. Электроны валентной зоны под действием электрического поля способны также совершать внутризонные переходы. Такие переходы возможны, очевидно, только на те уровни, где образовались дырки. В результате этих переходов дырки начинают перемещаться в пределах валентной зоны вниз. В кристалле дырка перемещается под действием электрического поля в направлении, противоположном перемещению электрона, что равносильно перемещению положительного заряда. Это позволяет рассматривать дырки как квазичастицы (приставка «квази» означает «как бы»), несущие на себе положительный заряд.

В идеально чистом (*собственном*) полупроводнике концентрации дырок и свободных электронов одинаковы (рис. 1). Проводимость в равной степени обуславливается обоими типами зарядов и носит название *собственной*. В обычных условиях собственная проводимость встречается очень редко. На практике для изготовления полупроводниковых приборов используются полупроводники, проводимость которых определяется наличием в них примеси. К примесям относятся атомы посторонних элементов; избыточные (по сравнению со стехиометрическим составом) атомы элементов, входящих в полупроводники; всевозможные дефекты кристаллической решетки: пустые узлы, атомы или ионы, внедренные в междуузлия решетки, трещины и т. п. Введение примеси сильно влияет на проводимость и другие свойства полупроводников.

Примеси бывают двух родов: *донорные* и *акцепторные*. Атомы донорной примеси имеют валентность большую, чем атомы кристалла полупроводника. Введение донорной примеси приводит к появлению в запрещенной зоне локального энергетического уровня  $E_D$  вблизи дна зоны проводимости (рис. 2).

При  $T = 0$  К на этом уровне находятся валентные электроны атомов примеси, которые служат дополнительным источником электронов в кристалле. Для перехода электронов с этого уровня в зону проводимости нужна энергия  $\Delta E_D$ , много меньшая ширины запрещенной зоны (рис. 2). Поэтому концентрация электронов проводимости  $n_3$  при  $T > 0$  К резко повышается и становится много больше концентрации дырок  $n_d$ . Полупроводник, у которого основными носителями тока являются электроны ( $n_3 > n_d$ ), называется *электронным* или *полупроводником  $n$ -типа* (от слова negative – отрицательный).

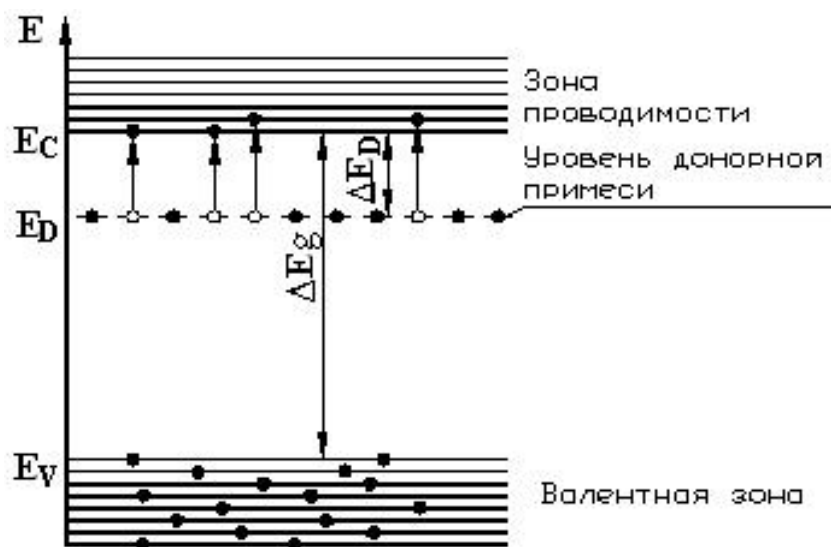


Рис. 2. Энергетическая диаграмма полупроводника *n*-типа с донорной примесью

Примесь называется акцепторной, если она увеличивает концентрацию дырок в кристалле. В этом случае дырки становятся основными носителями тока ( $n_d > n_s$ ), и полупроводник называют *дырочным* или *полупроводником *p*-типа* (от слова *positive* – положительный). Атомы акцепторной примеси имеют валентность меньшую, чем основные атомы кристалла. Введение акцепторной примеси приводит к появлению в запрещенной зоне локального энергетического уровня  $E_A$  вблизи потолка валентной зоны (рис. 3).

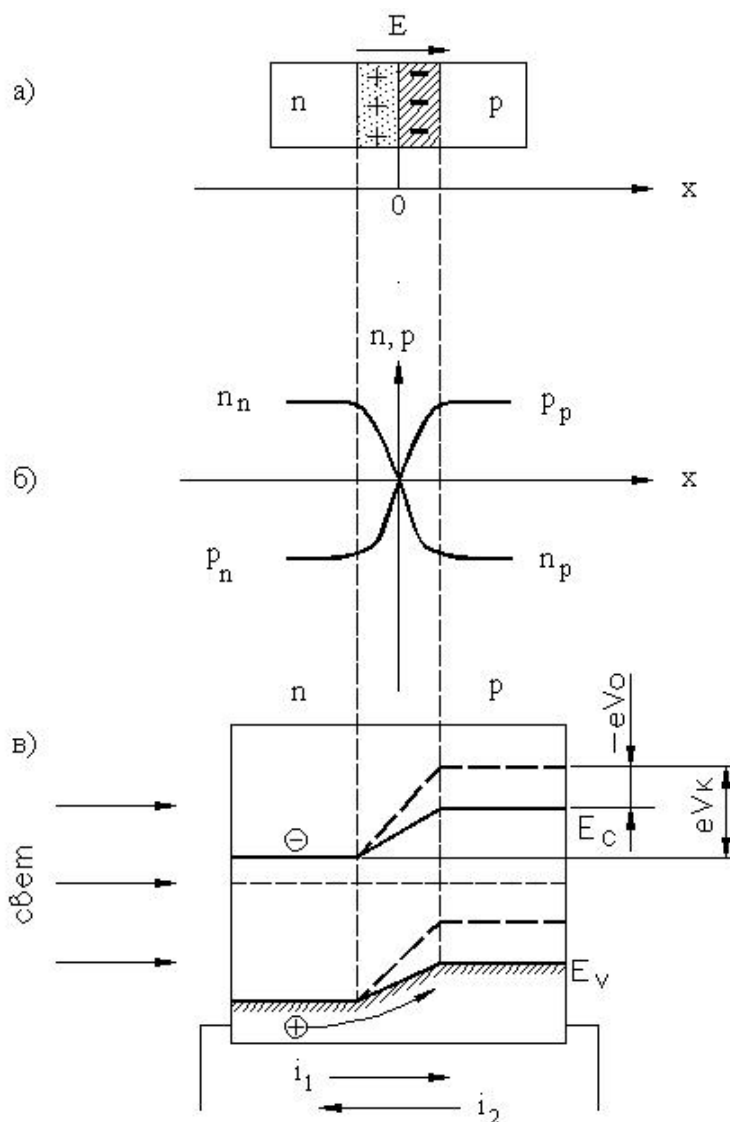


Рис. 3. Энергетическая диаграмма полупроводника *p*-типа с акцепторной примесью

Состояния на этом уровне пусты при  $T = 0$  К, поэтому при  $T > 0$  К в них легко (т. к.  $\Delta E_A \ll \Delta E_g$ ) переходят электроны из валентной зоны, что приводит к резкому увеличению концентрации дырок в полупроводнике.

В данной работе исследуется *вентильный фотоэлемент*. Действие вентильных фотоэлементов основано на свойствах контакта двух полупроводников с разными типами проводимости, называемого *p-n-переходом*.

В момент контакта полупроводников *p*- и *n*-типа (рис. 4, а) по обе стороны границы раздела имеются области, в одной из которых находится много свободных электронов (*n*-область), в другой – много свободных дырок (*p*-область).



**Рис. 4.** Происхождение вентильной фото-ЭДС:

- а) контакт полупроводников *n*- и *p*-типа (формирование *p-n*-перехода);
- б) распределение концентраций электронов  $n_p, n_n$  и дырок  $p_p, p_n$  в приконтактных *p*- и *n*-областях (нижний индекс) соответственно; в) энергетическая диаграмма *p-n*-перехода (пунктиром показаны края энергетических зон в темноте)

При соприкосновении этих областей происходит процесс *диффузии* свободных носителей тока из одной области в другую, направленный на выравнивание концентраций дырок и электронов по обе стороны от границы.

Таким образом, в месте контакта возникают встречные потоки диффундирующих дырок и электронов. Сталкиваясь в пограничной области, электрон и дырка взаимно уничтожают друг друга (*рекомбинируют*), и тонкий слой (порядка  $10^{-5}$  см) в области контакта оказывается почти полностью лишенным свободных зарядов. Уход дырок из полупроводника *p*-типа приводит к возникновению в приконтактной области объемного отрицательного заряда, образованного нескомпенсированными зарядами отрицательных ионов акцепторной примеси. Соответственно, уход электронов из полупроводника *n*-типа приводит к тому, что оказываются нескомпенсированными заряды ионов донорной примеси и в приконтактной области возникает объемный положительный заряд. Таким образом, возникает двойной электрический слой, который состоит из положительных ионов и дырок в *n*-области и отрицательных ионов и электронов в *p*-области (рис. 4, а). Этот слой называют запирающим, т. к. создаваемое им электрическое поле, направленное от *n*-области к *p*-области, препятствует дальнейшим переходам *основных* носителей – электронов из полупроводника *n*-типа и дырок из полупроводника *p*-типа. В результате устанавливается равновесие, при котором поле объемного заряда уравнивается определенным распределением концентраций электронов и дырок по обе стороны от границы. Это распределение симметрично при равенстве концентраций примесей в *n*- и *p*-областях (рис. 4, б).

Наличие электрического поля в области *p-n*-перехода связано с контактной разностью потенциалов  $V_k$  и приводит к искривлению энергетических уровней (рис. 4, в). Вследствие этого, как видно из рис. 4, в, для электронов, находящихся в полупроводнике *n*-типа, появляется энергетический (потенциальный) барьер  $eV_k$ , препятствующий их переходу в полупроводник *p*-типа ( $e$  – заряд электрона). Аналогичный барьер возникает для дырок в полупроводнике *p*-типа. В этих условиях диффузионный ток электронов и дырок компенсируется дрейфовым током, обусловленным движением *неосновных* носителей заряда: дырок из полупроводника *n*-типа и электронов из полупроводника *p*-типа по направлению электрического поля, возникшего в области *p-n*-перехода. Таким образом, в состоянии термодинамического равновесия (в темноте) суммарный ток через *p-n*-переход равен нулю.

В результате теоретического рассмотрения *p-n*-перехода получены следующие соотношения для концентраций основных ( $p_p, n_n$ ) и неосновных носителей заряда ( $p_n, n_p$ ):

$$p_n = p_p e^{\frac{-eV_k}{kT}}; \quad n_p = n_n e^{\frac{-eV_k}{kT}}; \quad (1)$$



где  $p_p$ ,  $p_n$  и  $n_p$ ,  $n_n$  – концентрации дырок и электронов в  $p$ - и  $n$ -областях (нижний индекс) соответственно;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Если к  $p$ - $n$ -переходу приложить внешнее напряжение  $V$ , то он проявит свои выпрямляющие свойства. При подаче напряжения в *пропускном* направлении (минус к  $n$ -области) высота потенциального барьера снижается на величину  $eV$  по сравнению с равновесным состоянием. В этом случае большое число электронов переходит в  $p$ -область и большое число дырок в  $n$ -область, причем, в каждой из этих областей введенные носители заряда являются неосновными. В результате в приконтактной области концентрация электронов и дырок будет повышена на величину  $\Delta n = \Delta p$  по сравнению с равновесным состоянием, т. е. происходит *инжекция* неравновесных неосновных носителей заряда. Согласно теории  $p$ - $n$ -перехода с увеличением напряжения  $V$  концентрация инжектируемых неосновных носителей заряда резко возрастает в соответствии со следующими формулами:

$$\Delta p = p_n \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right); \quad \Delta n = n_p \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right); \quad (2)$$

что приводит к сильному росту тока через  $p$ - $n$ -переход в пропускном направлении:

$$i = i_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (3)$$

где  $i_s$  – ток насыщения, обусловленный прохождением через переход неосновных носителей заряда, для которых нет барьера при приложении к  $p$ - $n$ -переходу напряжения, *обратного* пропускному направлению, поэтому дырки из  $n$ -области будут затягиваться в  $p$ -область, а электроны из  $p$ -области – в  $n$ -область.

При обратном направлении внешнего поля (плюс к  $n$ -области) потенциальный барьер повышается на величину  $eV$  – это *запорное* направление. При этом основные носители заряда уходят из приконтактной области, а ток через  $p$ - $n$ -переход в запорном направлении обусловлен лишь незначительной концентрацией неосновных носителей заряда, поэтому ток очень мал и с увеличением обратного напряжения ( $V$ ) вначале растет, а затем стремится к величине  $i_s$ , называемой током насыщения.

В области  $p$ - $n$ -перехода может наблюдаться *вентильный фотоэффект*. Он заключается в возникновении под действием света электродвижущей силы (*фото-ЭДС*). Рассмотрим механизм ее возникновения.

Пусть свет падает на  $p$ - $n$ -переход со стороны  $n$ -области (рис. 4, в) и поглощается в ней. При этом наблюдается *внутренний фотоэффект*,

который состоит в вызванных излучением переходах электронов из валентной зоны в зону проводимости (если энергия фотонов больше или равна ширине запрещенной зоны:  $E_{\text{ф}} = h\nu \geq \Delta E_g$ , где  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – частота излучения). В результате появляются дополнительные пары электрон – дырка (*фотоэлектрон* и *фотодырка*) как в  $p$ -, так и  $n$ -областях, что проявляется в увеличении электропроводности вещества. Возникающая в полупроводнике световая добавка к электропроводности называется *фотопроводимостью*.

Будем считать для начала, что фотоэлемент разомкнут. Фотоэлектроны и фотодырки будут диффундировать в глубь кристалла, и некоторая их доля, не успевшая рекомбинировать (на поверхности и в объеме), достигнет  $p$ - $n$ -перехода, который разделяет потоки фотодырок и фотоэлектронов. Так для основных носителей (в  $n$ -области) – электронов – в  $p$ - $n$ -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому практически все они не пройдут в  $p$ -область. Напротив, для неосновных носителей – дырок – потенциального барьера нет и все достигшие  $p$ - $n$ -перехода фотодырки будут затягиваться полем перехода в глубь кристалла, создавая ток  $i_1$  (*фототок*). Величина  $i_1$  определяется числом неравновесных дырок, созданных светом и дошедших до  $p$ - $n$ -перехода. Если через  $I$  обозначим число квантов света, падающих каждую секунду на единицу поверхности,  $\beta$  – квантовый выход их, т. е. количество пар носителей, возникающих на один падающий квант света, а через  $g$  долю непрорекомбинировавших пар носителей заряда, пришедших к  $p$ - $n$ -переходу, то

$$i_1 = eg\beta IS, \quad (4)$$

где  $S$  – освещаемая площадь. Так как количество рождающихся в единицу времени носителей заряда пропорционально световому потоку  $I$ , то очевидно, что фототок возрастает с увеличением освещенности –  $\epsilon$ .

Вследствие появления фототока  $p$ -область будет заряжаться положительно, а  $n$ -область – отрицательно, и между электродами элемента появится разность потенциалов. Таким образом, разделение зарядов приводит к появлению дополнительной составляющей электрического поля, и, следовательно, к возникновению на  $p$ - $n$ -переходе разности потенциалов, представляющей собой для внешней цепи фото-ЭДС ( $V_0$ ). Вместе с тем происходит изменение и потенциального барьера, существующего в неосвещенном  $p$ - $n$ -переходе. Возникшая фото-ЭДС уменьшает этот барьер на величину  $eV_0$  (рис. 4, в). Поэтому в фотоэлементе, который представляет собой обычный диод с  $p$ - $n$ -переходом, возникнет еще дополнительный ток  $i_2$  (рис. 4, в), обусловленный инжекцией дырок в  $n$ -область и электронов в  $p$ -область и направленный противоположно току  $i_1$ . Этот ток по своему характеру подобен протекающему через  $p$ - $n$ -переход току, который имеет

место при приложении к переходу пропускного напряжения [см. формулу (3)]. В условиях термодинамического равновесия между разомкнутыми электродами фотоэлемента установится такое напряжение  $V_0$ , при котором полный ток  $i = i_1 - i_2 = 0$ .

Если электроды фотоэлемента замкнуты на внешнюю нагрузку, то напряжение между ними  $V$  будет меньше  $V_0$  и токи  $i_1$  и  $i_2$  уже не будут компенсировать друг друга. Поэтому в цепи возникнет ток

$$i = i_1 - i_2 = i_1 - i_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (5)$$

Соотношение (5) является основным в теории вентильных фотоэлементов. Полагая в формуле (5)  $i = 0$  (разомкнутая цепь), находим, что вентильная фото-ЭДС элемента равна:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{i_1}{i_s} \right). \quad (6)$$

Используя в этом выражении формулу (4) для  $i_1$ , получаем:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{eg\beta SI}{i_s} \right). \quad (7)$$

При большом уровне освещения, когда  $i_1 / i_s \gg 1$ , из формулы (7) имеем:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{eg\beta SI}{i_s}. \quad (8)$$

При малом уровне возбуждения, когда  $i_1 / i_s \ll 1$ , разлагая логарифм в ряд, из формулы (7), получаем:

$$V_0 = kT \frac{g\beta SI}{i_s}. \quad (9)$$

То есть вентильная фото-ЭДС при малом уровне возбуждения пропорциональна интенсивности света и, следовательно, освещенности. С увеличением освещенности (т. е. с увеличением фототока  $i_1$ ) ЭДС увеличивается, однако не пропорционально  $i_1$ , а по логарифмическому закону. Конечно, это увеличение происходит не беспредельно, так как при возрастании освещенности уменьшается высота потенциального барьера в  $p$ - $n$ -переходе, и, когда барьер становится порядка  $kT$ , увеличение ЭДС прекращается. Отсюда следует, что вентильная фото-ЭДС не может превышать контактную разность потенциалов между  $p$ - и  $n$ -областями.

Вентильные фотоэлементы представляют собой своеобразные источники тока, преобразующие световую энергию в электрическую.

Если  $p$ - и  $n$ - области кристалла подключить к внешней нагрузке, в ней будет течь ток. При не очень больших освещенностях сила тока пропор-

циональна падающему на кристалл световому потоку. На этом основано действие фотоэлектрических фотометров, например, применяемых в фотографии экспонометров. Несколько десятков соединенных последовательно кремниевых *p-n*-переходов образуют солнечную батарею. Такие батареи применяются для питания радиоаппаратуры на космических ракетах и спутниках Земли. Из существующих сейчас таких источников наибольшим КПД (19–25 %) обладают Si – и GaAs – фотоэлементы. В земных условиях солнечные батареи используются для питания устройств автоматики, навигационных указателей, переносных радиостанций и др.

В лабораторной практике широко используются вентильные селеновые фотоэлементы (ФЭ). Спектральная чувствительность этих ФЭ близка к чувствительности человеческого глаза: максимум чувствительности приходится на желто-зеленые лучи 0,55 мкм. В фотоэлементе, изучаемом в данной работе, одним электродом служит металлическая (железная) пластинка, на которую нанесен слой селена с дырочной проводимостью (*p*-тип). Вторым электродом является тонкий полупрозрачный слой золота, напыленный на селен. В процессе обработки некоторая часть атомов золота диффундирует в селен. Тот слой селена, в глубину которого проникли атомы золота, приобретает электронную проводимость и становится полупроводником *n*-типа. Таким образом, внутри селена осуществляется *p-n*-переход. При освещении фотоэлемента образуется фото-ЭДС, причем, железная пластинка служит положительным электродом, а слой золота – отрицательным.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

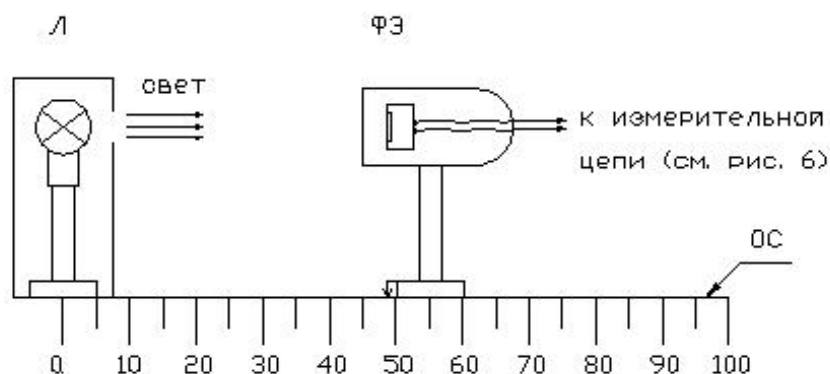
Работа посвящена изучению вентильного фотоэлемента (селенового).

Для исследования вентильного фотоэлемента используется установка, позволяющая измерять фототок и фото-ЭДС, возникающие в нем при освещении. Схема установки представлена на рис. 5 и 6.

Как видно из рис. 5, используемый в данной работе селеновый фотоэлемент освещается белым светом, испускаемым лампой накаливания с известной силой света ( $J = 40$  кд). Сила света характеризует световой поток  $\Phi$ , испускаемый источником в единичный телесный угол  $\Omega$ :  $J = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ . За единицу силы света принимается кандела – 1 кд = 1 лм/стер, единицей светового потока является люмен (1 лм = 1/683 Вт).

Фотоэлемент и лампа находятся на оптической скамье (см. рис. 5), что позволяет определять расстояние между ними. Освещенность фотоэлемента  $\epsilon$  можно изменять, перемещая его по оптической скамье. Освещенностью называют величину, численно равную световому потоку, приходящемуся

на единицу площади  $S$  освещаемой поверхности:  $\varepsilon = \frac{d\Phi}{dS}$ . За единицу освещенности принимается люкс – 1 лк = 1 лм/м<sup>2</sup>.



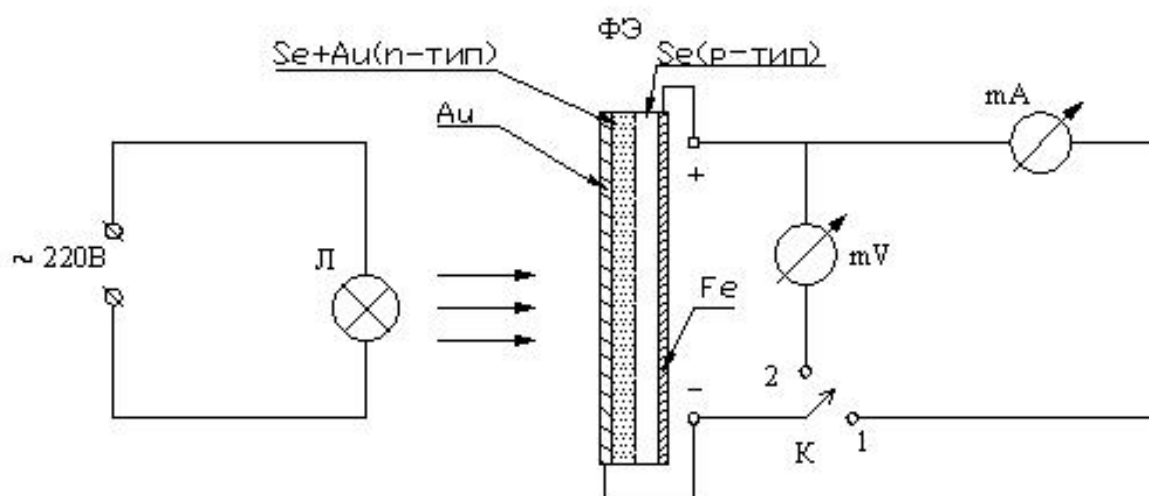
**Рис. 5.** Схема оптической части установки для исследования вентильного фотоэлемента (ФЭ): Л – лампа накаливания; ОС – оптическая скамья

Из фотометрии известно, что освещенность –  $\varepsilon$  и сила света –  $J$  связаны следующим соотношением:

$$\varepsilon = \frac{J}{r^2} \cos \alpha, \quad (10)$$

где  $r$  – расстояние до источника;  $\alpha$  – угол между лучом и нормалью к поверхности фотоэлемента.

В данной лабораторной работе с помощью измерительной цепи, схема которой изображена на рис. 6, определяются следующие характеристики фотоэлемента:



**Рис. 6.** Схема измерительной цепи в установке для исследования вентильного фотоэлемента – ФЭ: К – переключатель; mV – милливольтметр; mA – миллиамперметр

1. Зависимость силы фототока от освещенности поверхности фотоэлемента:  $i = f(\epsilon)$ .

2. Интегральная чувствительность фотоэлемента ( $\gamma$ ), т. е. чувствительность к белому свету. Чувствительность численно равна силе фототока, возникающего в цепи фотоэлемента, когда световой поток, падающий на него, равен одному люмену:  $\gamma = i / \Phi = i / \epsilon S$ .

Чувствительность можно определить из графика зависимости  $i = f(\epsilon)$ , которая имеет линейный характер. Определив угловой коэффициент прямой, т. е. отношение  $\Delta i / \Delta \epsilon$  (с учетом выбранного масштаба), и зная площадь фотоэлемента  $S$ , можно найти  $\gamma$ , мкА/(лк·м<sup>2</sup>) по формуле

$$\gamma = \Delta i / \Delta \epsilon S. \quad (11)$$

3. Зависимость фото-ЭДС от освещенности:  $V_0 = f(\epsilon)$ .

4. Сопротивление фотоэлемента:  $R$ .

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Поместите фотоэлемент вблизи конца оптической скамьи, например, на расстоянии  $r = 75$  см от лампы. Включите лампу накаливания и отвинтите с кожуха фотоэлемента крышку. Запишите в таблицу значение  $r$ .

2. Измерьте силу фототока  $i$  и ЭДС  $V_0$ , соединяя фотоэлемент, согласно схеме измерительной цепи, приведенной на рис. 6, с помощью переключателя сначала с микроамперметром, а потом с милливольтметром.

3. Уменьшите на 5 см расстояние  $r$  и снова измерьте  $i$  и  $V_0$ . Сделайте еще 8–10 подобных измерений.

4. Результаты измерений занесите в таблицу:

| № п/п | $r$ , см | $r^2$ , м <sup>2</sup> | $\epsilon$ , лк | $i$ , мкА | $V_0$ , мВ | $R$ , Ом |
|-------|----------|------------------------|-----------------|-----------|------------|----------|
| 1     |          |                        |                 |           |            |          |
| 2     |          |                        |                 |           |            |          |
| 3     |          |                        |                 |           |            |          |
| .     |          |                        |                 |           |            |          |
| .     |          |                        |                 |           |            |          |
| .     |          |                        |                 |           |            |          |
| 10    |          |                        |                 |           |            |          |

5. Вычислите значения освещенности фотоэлемента  $\epsilon$  при всех его положениях по формуле (10) и занесите их в таблицу.

Величины силы света, испускаемого лампой накаливания, и площадь фотоэлемента указаны на рабочем столе.

6. Определите сопротивление фотоэлемента  $R$  по закону Ома и занесите значения в таблицу.

7. Постройте графики:  $i = f(\varepsilon)$  и  $V_0 = f(\varepsilon)$ .
8. Найдите по графику  $i = f(\varepsilon)$  значение углового коэффициента  $\Delta i / \Delta \varepsilon$ . Вычислите значение  $\gamma$  по формуле (11).

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие вещества относятся к полупроводникам? Какими свойствами они характеризуются? Где они используются?
2. Какие полупроводники называются собственными? Как объяснить с точки зрения зонной теории механизм собственной проводимости полупроводников?
3. Какие полупроводники называются электронными или  $n$ -типа? Каким путем могут быть созданы такие полупроводники?
4. Какие полупроводники называются дырочными или  $p$ -типа? Как создаются такие полупроводники?
5. Как возникает  $p$ - $n$ -переход и каковы его свойства?
6. В чем состоит явление вентильного фотоэффекта? При каком соотношении между шириной запрещенной зоны и энергией кванта света может наблюдаться внутренний фотоэффект?
7. В чем состоит явление фотопроводимости? Как можно объяснить зависимость фототока от освещенности с точки зрения квантовой теории света?
8. Каков принцип действия вентильного фотоэлемента? Объясните механизм возникновения фото-ЭДС.
9. Что характеризует интегральная чувствительность фотоэлемента?

### РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова, К. В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова. – М., 1971.
2. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М., 2007.
3. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. – М., 2005.

### ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                       |    |
|---------------------------------------|----|
| Введение .....                        | 3  |
| Цель работы и методика измерений..... | 12 |
| Порядок выполнения работы.....        | 14 |
| Контрольные вопросы .....             | 15 |
| Рекомендуемая литература.....         | 15 |

Составители:  
**Казакова** Людмила Павловна  
**Качарова** Маргарита Семеновна

ОПТИКА

Лабораторная работа № 14

# ИЗУЧЕНИЕ ВЕНТИЛЬНОГО ФОТОЭЛЕМЕНТА

Методические указания  
к лабораторной работе в практикуме по физике  
для студентов всех направлений и видов обучения

Редактор *Л. В. Лукьянчук*  
Компьютерная верстка – *Р. П. Абакаров*

---

Подписано в печать с оригинал-макета 05.03.12.  
Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Печать трафаретная.  
Уч.-изд. л. 1,0. Печ. л. 1,0. Тираж 100 экз. Заказ № 55. С 187.

---

Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет  
Издательско-полиграфический отдел СПбГЛТУ  
194021, Санкт-Петербург, Институтский пер., 5.