Министерство образования Российской Федерации

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОВРЕМЕННЫХ ФОТОЭМИТТЕРОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ (ОЭС).

Методические указания к лабораторной работе
лабораторного практикума по современным методам исследования

Подготовил проф. кафедры физической электроники Андронов А.Н.

Санкт - Петербург

2003

Введение 3
1 Источники излучения оптического диапазона и их характеристики. 4
1.1 Понятие о диапазонах электромагнитного излучения 4
1.2 Типы источников излучения. 5
1.3 Основные характеристики источников излучения. 5
1.4 Светотехнические характеристики. 7
2 Фотоэлектронная эмиссия и фотокатоды. 9
2.1 Основные характеристики фотоэмиссии. 9
2.2 Фотоэлектронная работа выхода. 9
2.3 Влияние адсорбированных слоев на работу выхода. 11
2.4 Коэффициент оптического поглощения. 13
2.5 Феноменологическая теория фотоэлектронной эмиссии. 14
2.6 Глубина выхода фотоэлектронов. 17
2.7 Эффективные фотокатоды. 19
3 Порядок выполнения лабораторной работы 20
3.1 Общие положения. 20
3.1.1 Цель работы 20
3.1.2 Программа работы 20
3.1.3 Объект исследования 20
3.2 Описание лабораторного стенда. 21
3.3 Экспериментальное измерение спектральной характеристики. 23
3.4 Обработка результатов измерений. 24
3.4.1 Оценка мощности оптического излучения. 25
3.4.2 Определение квантового выхода и спектральной чувствительности. 25
3.4.3 Оценка диффузионной длины и вероятности выхода. 26
3.4.4 Оценка интегральной фоточувствительности. 26
3.5 Содержание отчета. 26

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОВРЕМЕННЫХ ФОТОЭМИТТЕРОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ (ОЭС).

ВВЕДЕНИЕ

Внешний фотоэффект, т. е. эмиссия электронов из конденсированных систем (твердых тел или жидкости) под действием электромагнитного излучения, был впервые открыт Генрихом Герцем в 1887 году за десять лет до того, как Дж. Дж. Томсон открыл электрон. В последующие годы были экспериментально установлены следующие фундаментальные, справедливые для любых материалов, закономерности фотоэффекта, которые сыграли в дальнейшем революционную роль в развитии физики:

1. Если спектральный состав излучения неизменен, то фототок $i_ф$ прямо пропорционален интенсивности падающего света I (т.е. не амплитуде напряженности электрического поля электромагнитной волны, а ее квадрату) – *закон Столетова*.
2. Фотоэмиссия наблюдается лишь в том случае, если длина волны электромагнитного излучения λ не превышает порогового значения λ_0, которое зависит от материала и обычно называется *"красной границей"* фотоэффекта. Соответственно, для частоты излучения $\nu = \frac{c}{\lambda}$ должно выполняться соотношение $\nu \geq \nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$.
3. Максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности: $\frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu - h\nu_0$ – *закон Эйнштейна*.
4. Фотоэффект – практически безынерционное явление, фототок появляется и исчезает практически одновременно с потоком излучения. Время запаздывания не превышает 10^{-11} – 10^{-12} с., причем оно затрачивается на выход возбужденного электрона из твердого тела после акта фотоионизации. Сам акт фотоионизации длится не более 10^{-15} с. и оценивается временем прохождения излучения сквозь слой толщиной несколько десятков нанометров.

Господствовавшая в конце XIX века электромагнитная волновая теория света, добившаяся несомненых успехов в описании большинства оптических явлений, оказалась не в состоянии удовлетворительно объяснить ни одну из перечисленных закономерностей. Они нашли свое объяснение только в рамках *фотонной теории*, выдвинутой А. Эйнштейном в 1905 году. Согласно этой теории электромагнитное излучение представляет собой поток частиц – *фотонов*, обладающих нулевой массой покоя и движущихся со скоростью, равной скорости света в вакууме. Энергия E фотона и его импульс p для соответствующей ему длины волны в вакууме λ с частотой ν равны соответственно $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ и $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$.

В результате в начале XX века возник корпускулярно-волновой дуализм (в одних явлениях – таких, как интерференция, дифракция, поляризация и др., оптическое излучение проявляло только волновые свойства, а в других, в частности, при фотоэффекте – только корпускулярные), который стимулировал появление новой области физики – квантовой механики.

Параллельно с изучением фундаментальных закономерностей фотоэлектронной эмиссии проводились исследования фотоэмиссионных свойств различных материалов и поиск возможных практических применений этого явления. Уже в 1889 г., через два года после открытия фотоэффекта, Эльстер и Гейтель создали первый вакуумный фотоэлемент с фотокатодом из сплава натрия и калия. К настоящему времени разработаны и созданы самые разнообразные фотоэлектронные приборы, которые широко применяются в различных областях науки и техники для решения следующих основных задач:

1. Объективная фотометрия, различного рода световые, цветовые, спектральные измерения (спектрофотометрия, спектральный анализ и др.) измерение весьма слабых излучений (в ас-

трофизике, ядерной физике, космических исследованиях, биологии и других областях научного исследования).

2. Фотоэлектрический контроль и управление производственными процессами, автоматика, транспорт, бытовая техника, контроль освещенности рабочих мест и пр.
3. Электронные счетные, запоминающие и записывающие устройства.
4. Техника звукового кино (где фотоэлементы используют в качестве преобразователей модулированного светового потока в электрические колебания звуковой частоты), передающая телевизионная техника, фототелеграфия и фототелефония, преобразование изображений.
5. Регистрация и измерение инфракрасного излучения, сигнализация и локация в видимых и инфракрасных лучах, техника ночного видения.
6. Системы оптической связи на лазерах.
7. Счет и спектрометрия корпускулярного излучения.
8. Оптоэлектроника.

Одно перечисление областей науки и техники, использующих фотоэлектронные приборы, показывает большое значение фотоэлектроники в современной жизни. Кроме того, благодаря уникальному свойству электромагнитного излучения передавать свою энергию атомам твердого тела только дискретными порциями, точно равными $h\nu$, стало возможным появление фотоэлектронной спектроскопии, которая сейчас является одним из основных методов диагностики электронной структуры приповерхностной области твердых тел.

Настоящая лабораторная работа ставит целью ознакомить студентов с основами фотоэлектроники и дать первичные практические навыки измерения и обработки одной из основных характеристик фотоэлектронной эмиссии – зависимости фотоэлектронного тока от длины волны оптического излучения. В качестве объекта исследования выбран один из современных высокоэффективных фотокатодов – полупроводниковый фотокатод на основе арсенида галлия с отрицательным электронным сродством (ОЭС).

1 ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

1.1 Понятие о диапазонах электромагнитного излучения

Основной характеристикой электромагнитного излучения является частота ν или длина волны $\lambda=c/\nu$ электромагнитных колебаний.

Свойства электромагнитного излучения очень сильно различаются в зависимости от частотного диапазона. Наиболее высокочастотная область спектра, характеризующаяся длиной волны λ<0,05нм, ($h\nu$>25 кэВ) соответствует космическим лучам, пронизывающим земную атмосферу, и *гамма-излучению*, возникающему при ядерных реакциях.

Область спектра с длинами волн от долей нанометра до нескольких десятков нанометров (25 кэВ>$h\nu$>25 эВ) относится к *рентгеновскому излучению*. «Мягкое», т. е. наиболее длинноволновое и наименее проникающее рентгеновское излучение, примыкает к ультрафиолетовому излучению оптического диапазона.

Оптическим диапазоном электромагнитного излучения называется средняя область спектра с длиной волны от нескольких десятков нанометров до величины порядка сотни микрометров (25 эВ>$h\nu$>0.01 эВ). Оптический диапазон включает: невидимое *ультрафиолетовое излучение* с длиной волны до 0,38 мкм, невидимое *инфракрасное излучение* с длиной волны больше 0,78 мкм и узкую область *видимого излучения* с длиной волны от 0,38 до 0,78 мкм. Со стороны более длинных волн к оптическому диапазону примыкает область *радиоволн*. Наиболее длинноволновое электромагнитное излучение (λ>10^4 м) создают промышленные установки (генераторы переменного тока).

Объединение ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения в общее понятие "оптический диапазон" оправдывается как однотипностью принципов возбуждения этих излучений, так и общностью методов их индикации и преобразования. Оптическое излучение возникает либо в результате энергетических переходов наименее связанных (валентных) электронов атома, либо в результате тепловых колебаний самих атомов и молекул, испускающих ин-

фракрасное излучение. Рентгеновское излучение отличается от оптического тем, что возникает при переходе возбужденных электронов на внутренние (остовные) оболочки атома, а радиоизлучение – при колебаниях свободных зарядов.

1.2 Типы источников излучения.

По назначению источники излучения оптического диапазона можно разделить на два основных класса:

1. Осветительные и сигнальные лампы, генерирующие, в основном, видимое излучение и используемые для создания определенной освещенности объектов.
2. Источники, используемые в системах передачи информации и дистанционной связи, в которых излучение модулируется по интенсивности и, как правило, фокусируется.

По принципу действия, конструкции и спектру излучения источники можно разделить на следующие типы:

1. *Тепловые излучатели* (лампы накаливания), испускающие непрерывный спектр излучения, спектральное распределение которого определяется только материалом и температурой нагретого тела. С помощью ламп накаливания можно получать очень высокие уровни освещенности. Применеие их в системах передачи информации ограничивается тем, что при модуляции (изменении температуры) изменяется и спектр излучения. Кроме того, лампы накаливания обладают высокой инерционностью (постоянная времени их разогрева составляет десятки и сотни миллисекунд).
2. *Люминисцентные источники* – газосветные лампы тлеющего и дугового разряда, использующие излучение возбужденных атомов газа или пара. Спектр излучения в этом случае не сплошной, а линейчатый, состоящий из отдельных узких максимумов, положение которых определяется природой наполняющего газа. В фотолюминисцентных лампах (лампах дневного света), баллон которых покрыт слоем люминофора, к свечению разряда добавляется и свечение возбужденного разрядом люминофора.
3. *Твердотельные электролюминисцентные источники*, в основе действия которых лежит рекомбинационное высвечивание полупроводников, возбужденных либо напряжением, приложенным к электролюминисцентным конденсаторам, либо током, протекающим через инжекционные светодиоды. Спектральные характеристики таких источников, как правило, представляют один достаточно острый пик, длина волны которого определяется материалом. По яркости и эффективности источники такого типа уступают лампам накаливания, однако они широко используются в системах передачи информации и оптоэлектронике благодаря малым размерам и высокому быстродействию.
4. *Оптические квантовые генераторы (лазеры),* использующие индуцированное излучение активной среды, помещенной в оптический резонатор. Испускаемоеизлучение когерентно и отличается высокой степенью монохроматичности.

В фотометрических измерениях видимого и ИК диапазона, в качестве источника чаще всего применяются лампы накаливания. Для получения монохроматического излучения используются специальные монохроматоры, осуществляющие разложение теплового излучения по спектру и выделение из него узкой спектральной области с плавным ее смещением. Для выделения монохроматического потока изсплошного спектра лампы накаливания можно использовать также светофильтры с достаточно узкой полосой пропускания. Именно этот способ реализован в данной лабораторной работе.

1.3 Основные характеристики источников излучения.

Рассматривая излучение как колебательный процесс, можно определить его интенсивность как мощность F лучистого потока, пронизывающего единичную площадку, расположенную нормально к направлению распространения волны. Однако, обладая волновой природой, лучистая энергия в то же время излучается и поглощается веществом только в виде дискретных количеств – фотонов или квантов энергии $h\nu$, где h – постоянная Планка: $h = 6{,}62\ 10^{-34}$ Дж·с.

Лучистую энергию можно измерять в обычных энергетических единицах – Джоулях или калориях (если ее оценивают по тепловому действию). Однако для оценки энергии единичного

кванта излучения Джоуль – слишком крупная единица измерения. Поэтому энергию фотонов чаще всего измеряют в электрон-Вольтах (1 эВ равен энергии, которую приобретает электрон, проходя участок электрического поля с разностью потенциалов в 1 В): 1 эВ=1.6 10^{-19} Дж.

Связь между энергией квантов в электрон-Вольтах и длиной волны излучения в микрометрах определяется следующим соотношением:

$$\lambda[\text{мкм}] = \frac{c}{h\nu} = \frac{1.236}{h\nu[\text{эВ}]} \qquad (1)$$

Так, видимому диапазону излучения с границами λ_1=0.38 мкм и λ_2= 0.78 мкм соответствуют энергии фотонов от $h\nu_1$= 3,25 эВ до $h\nu_2$ = = 1,6 эВ.

Интенсивность I однородного (монохроматического) излучения с частотой ν можно измерять числом фотонов, проходящих через единицу поверхности в единицу времени. Тогда лучистый поток F_ν (или F_λ) равен: F_ν [Ватт/см^2]=1.6 $10^{-19}\cdot I$ [1/с·см^2]$\cdot h\nu$ [эВ].

Лучистый поток, испускаемый источниками излучения, как правило, представляет собой неоднородное излучение, состоящее из набора электромагнитных колебаний различных частот (т. е. поток фотонов различных энергий). Каждый источник излучения характеризуется определенным спектральным распределением излучения

$$F_\lambda = \frac{\Delta F}{\Delta\lambda}, \qquad (2)$$

где ΔF – лучистый поток, приходящийся на спектральный интервал $\Delta\lambda$.

Если источник имеет непрерывный спектр излучения, то полный лучистый поток, который он испускает, равен

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda . \qquad (3)$$

Для теплового излучения абсолютно черного тела спектральный состав определяется *формулой Планка:*

$$\Delta F^0_{\lambda,T} = \frac{C_1}{\lambda^5(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)-1)}\Delta\lambda \qquad (4)$$

Здесь ΔF – *светимость*, т.е. мощность энергии, излучаемой в полусферу единицей поверхности с температурой T внутри спектрального интервала $\Delta\lambda$. Если ΔF измерять в Ватт/см^2, длины волн λ и $\Delta\lambda$ в микрометрах, а температуру T в Кельвинах, то константы в формуле имеют следующие численные значения:

$$C_1=2\pi hc^2=37413; \qquad C_2=hc/k=14380.$$

Полный лучистый поток, испускаемый при этой температуре с 1 см^2 поверхности абсолютно черного тела, получается после интегрирования по формуле (3) и подчиняется известному *закону Стефана-Больцмана*:

$$F^0 = \int_0^\infty \Delta F^0_{\lambda,T} d\lambda = \frac{\pi^4 C_1}{15C_2^4}T^4 = \sigma T^4 \qquad (5)$$

Постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = 5.67\cdot 10^{-12}\,\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2\text{К}^4}$.

Характеристики излучения реальных тепловых источников также можно описывать выражениями (4) и (5), полученными для абсолютно черного тела, если ввести поправочный коэффициент $\varepsilon \le 1$, зависящий от температуры, материала и состояния поверхности и получивший название *относительная излучательная способность* или *степень черноты тела*. Степень черноты равна отношению излучения реального тела и абсолютно черного тела при одних и тех же значениях λ и T. Таким образом, для реальных излучателей справедливы следующие соотношения:

$$\Delta F_{\lambda,T} = \varepsilon_T(\lambda)\frac{C_1}{\lambda^5(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)-1)}\Delta\lambda \qquad (6)$$

$$\text{и } F = \int_0^\infty \Delta F_{\lambda,T}\, d\lambda = \varepsilon_T \sigma T^4 \qquad (7)$$

Здесь $\varepsilon_{\lambda,T}$ – спектральная степень черноты, определенная выше, а ε_T – интегральная степень черноты, равная отношению полных интенсивностей излучения реального и абсолютно черного тела при фиксированной температуре T. Значения этих параметров для разных материалов обычно определяются экспериментально и приводятся в соответствующих справочниках. В качестве примера на Рис. 1 приведено сравнение спектральных характеристик излучения абсолютно черного тела и вольфрама.

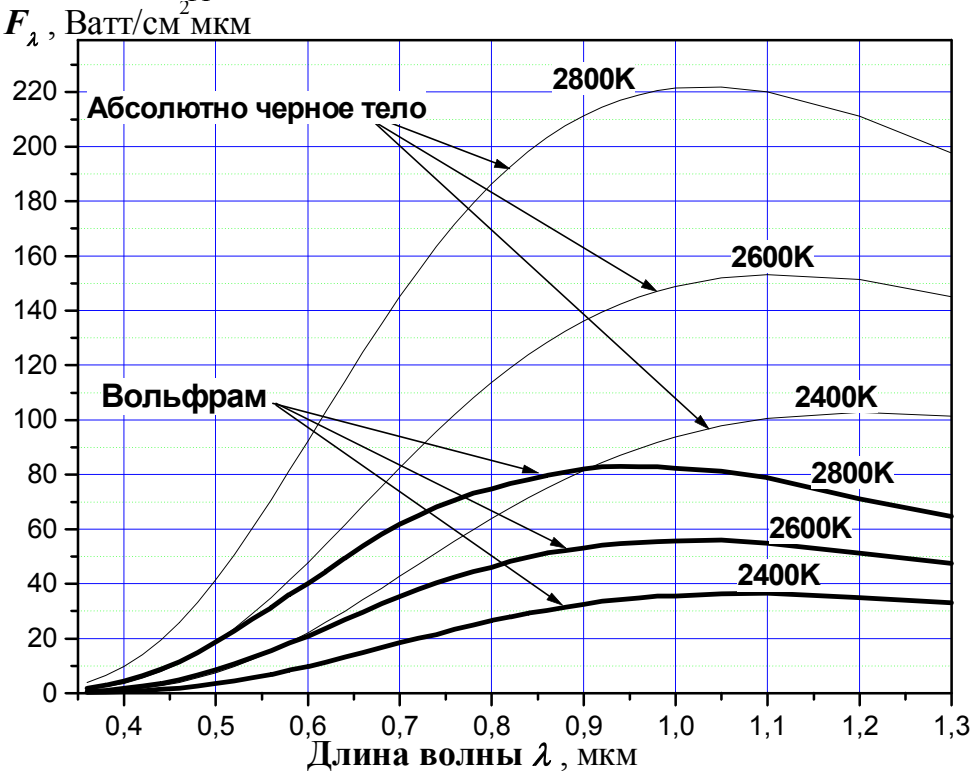


Рис. 1. Спектральные характеристики излучения абсолютно черного тела и накаленной вольфрамовой нити при нескольких температурах.

1.4 Светотехнические характеристики.

Если излучение относится к видимому диапазону, то интенсивность его может быть определена визуально. Попадая в глаз, видимое излучение вызывает определенное зрительное ощущение, зависящее от мощности излучения и длины волны. Лучистый поток, оцениваемый по зрительному ощущению, которое он производит, называется *световым потоком*. Можно сказать, что световой поток (будем обозначать его $F_{\text{СВ}}$) представляет собой видимую человеческим глазом часть лучистого потока F.

Поскольку глаз является селективным приемником излучения, т. е. обладает неодинаковой чувствительностью к излучению различных длин волн, то лучистым потокам одинаковой мощности, но разного спектрального состава соответствуют различные световые потоки. Световой поток измеряется в специальных светотехнических единицах. Стоит отметить, что эти единицы являются одними из очень немногих используемых в физике и технике единиц измерения, привязанных к индивидуальным особенностям человека. Это и не удивительно, если учесть, какую роль играет освещение в нашей жизни.

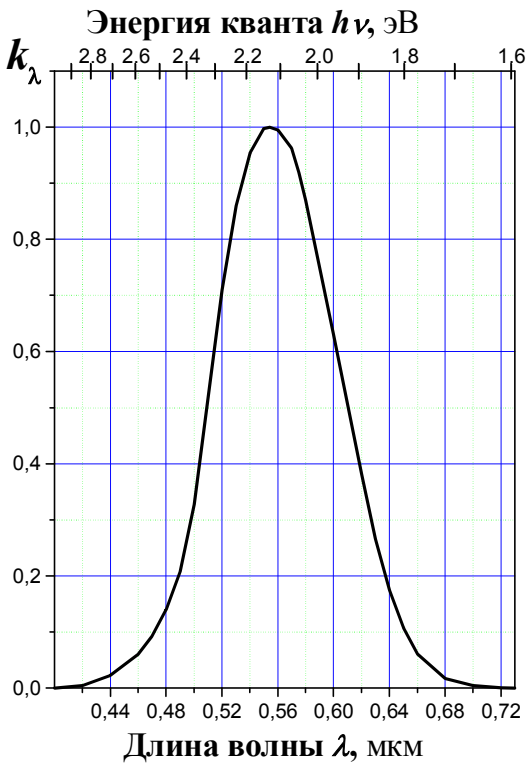


Рис. 2. Спектральная характеристика относительной видности.

Связь между энергетическими (объективными) и световыми (субъективными) характеристиками излучения осуществляется с учетом спектральной характеристики чувствительности человеческого глаза, усредненной по бльшому числу наблюдателей. При увеличении длины волны, начиная с границы видимого спектра (λ=0.38–0.40 мкм) чувствительность глаза растет, достигает максимума при λ=0.554 мкм (в зеленой области спектра) и затем снова снижается, становясь равной нулю при λ=0.78–0.8 мкм. Спектральная чувствительность глаза характеризуется величиной, получившей название *видность*. На Рис. 2 приведена спектральная характеристика относительной видности k_λ, показывающая относительный уровень светового ощущения, которое возникает в результате действия на глаз монохроматического излучения различных длин волн, но одинаковой мощности.

Для установления системы световых единиц принят универсальный эталонный излучатель, представляющий собой модель абсолютно черного тела, т. е. равновесного температурного излучателя с точно фиксированной температурой (T=2042 K, температура затвердевания расплавленной платины), которая определяет спектральный состав и мощность теплового излучения. На практике используются следующие световые единицы:

1. *Сила света* источника – пространственная плотность создаваемого им светового потока $\frac{dF_{\text{СВ}}}{d\Omega}$, где Ω – телесный угол, в котором распространяется излучение. За единицу силы света принята сила света эталонного излучателя – *кандела* (*кд*), которая до 1970 г. в СССР называлась *свеча*.

2. *Световой поток* $F_{\text{СВ}}$, за единицу которого принят *люмен*: световой поток, создаваемый точечным излучателем с силой света 1 *кд* в пределах телесного угла 1 *стер*. Полный световой поток, испускаемый источником в 1 *кд*, очевидно, равен 4π *стер*.

3. *Освещенность поверхности*, определяемая как отношение падающего потока к площади равномерно освещенной поверхности. Единица освещенности – *люкс* (*лк*) равна освещенности площади в 1 м^2 при падении на нее светового потока в 1 *лм*. Иными словами, точечный источник с силой света 1 *кд*, помещенный в центре сферы радиусом 1 м, создает на ее поверхности освещенность в 1 *лк*.

Экспериментально установлено, что чувствительность среднего человеческого глаза в максимуме кривой видности (при λ=0.554 мкм) численно равна 683 *лм* на каждый Ватт мощности монохроматического лучистого потока. Это позволяет оценить световой поток, создаваемый источником с заданным спектральным составом излучения F_λ:

$$F_{\text{СВ}}[лм] = 683\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda k_\lambda d\lambda \qquad (8)$$

Здесь λ_1 и λ_2 – границы видимой части спектра.

2 ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ФОТОКАТОДЫ.

2.1 Основные характеристики фотоэмиссии.

При освещении поверхности материала монохроматическим излучением с суммарной-мощностью P_λ и длиной волны $\lambda<\lambda_0$ выходящие в вакуум фотоэлектроны создают во внешней цепи электрический ток $i_Ф$. Для количественной характеристики фотоэффекта используются следующие величины:

1. *Спектральная чувствительность* материала S_λ, равная отношению фототока к мощности возбудившего этот ток излучения

$$S_\lambda(h\nu) = \frac{i_\phi}{P_\lambda} \quad \left[\frac{мА}{Вт}\right] \qquad (9)$$

2. *Квантовый выход* фотоэффекта Y_λ определяет среднее число фотоэлектронов, вышедших в вакуум в результате попадания на поверхность одного кванта монохроматического излучения с энергией $h\nu$. Если $n_Ф$ – общее число фотонов, упавших на поверхность за время облучения Δt, а n_e – полное количество вышедших за это же время фотоэлектронов, то

$$Y_\lambda(h\nu) = \frac{n_e}{n_\phi} \quad \left[\frac{электронов}{падающий\ квант}\right] \qquad (10)$$

Поскольку часть упавших квантов, определяемая коэффициентом отражения излучения $R(h\nu)$, отражается от поверхности и не принимает участие в генерации фотоэлектронов, часто в знаменатель формулы (10) подставляют не общее число фотонов, а только ту их долю, которая поглотилась веществом:

$$Y_\lambda^0(h\nu) = \frac{Y_\lambda(h\nu)}{1-R(h\nu)} \quad \left[\frac{электронов}{поглощенный\ квант}\right] \qquad (11)$$

С учетом очевидных соотношений $n_e = \frac{i_\Phi}{e}\Delta t$ и $n_\Phi = \frac{P_\lambda}{h\nu}\Delta t$ легко получить связь между чувствительностью и квантовым выходом:

$$Y_\lambda = \frac{h\nu}{e} S_\lambda = 0.001 \cdot h\nu\,[\text{эВ}] \cdot S_\lambda \left[\frac{\text{мА}}{\text{Вт}}\right] \qquad (12) \quad \text{или}$$

$$S_\lambda \left[\frac{\text{мА}}{\text{Вт}}\right] = 809 \cdot Y_\lambda \cdot \lambda\ [\text{мкм}]$$

Следует иметь в виду, что форма спектральных зависимостей Y_λ и S_λ должна быть различной, так как коэффициент пропорциональности между ними зависит от длины волны.

3. *Интегральная фоточувствительность* S характеризует чувствительность материала к неразложенному в спектр видимому излучению («белому свету»)и определяется как отношение фототока, измеренного в режиме насыщения, к падающему световому потоку:

$$S = \frac{i_\Phi\,[\text{мкА}]}{F_{CB}\,[\text{лм}]} = \frac{1000 \cdot \int_0^\infty F_\lambda\,[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2\text{мкм}}] \cdot S_\lambda\,[\frac{\text{мА}}{\text{Вт}}] \cdot d\lambda\,[\text{мкм}]}{683\,[\frac{\text{лм}}{\text{Вт}}] \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda\,[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2\text{мкм}}] \cdot k_\lambda \cdot d\lambda\,[\text{мкм}]} \qquad (13)$$

4. *Темновой ток* i_T – ток во внешней цепи в отсутствие освещения, измеряемый, как правило, при комнатной температуре и обусловленный термоэлектронной эмиссией. Темновой ток определяет минимальное значение фототока, которое может быть надежно зарегистрировано при фотоэлектронных измерениях.

2.2 Фотоэлектронная работа выхода.

Как уже отмечалось, со стороны длинных волн спектральная характеристика любого материала ограничивается длинноволновой («красной») границей фотоэффекта λ_0. Соответст-

вующая этой границе энергия кванта $h\nu_0$ называется *порогом* фотоэффекта или *фотоэлектронной работой выхода*. Значение этой величины определяется энергетическим положением наивысшего заполненного энергетического уровня твердого тела, с которого электрон, поглотивший квант энергии $h\nu_0$, может перейти на уровень вакуума*.

В металлах при комнатной температуре граница заполненных состояний практически совпадает с уровнем Ферми, поэтому фотоэлектронная работа выхода не отличается от термоэлектронной, измеренной в термодинамически равновесных условиях: $h\nu_0=e\varphi$ (Рис. 3). В полупроводниках уровень Ферми находится в запрещенной зоне, где нет заполненных электронами разрешенных энергетических состояний, а наивысший заполненный уровень, с которого возможен собственный фотоэффект, соответствует при нулевой температуре верхней границе валентной зоны E_V. Поэтому фотоэлектронная работа выхода полупроводников всегда больше термоэлектронной: $h\nu_0 \geq e\varphi$ (Рис. 3).†

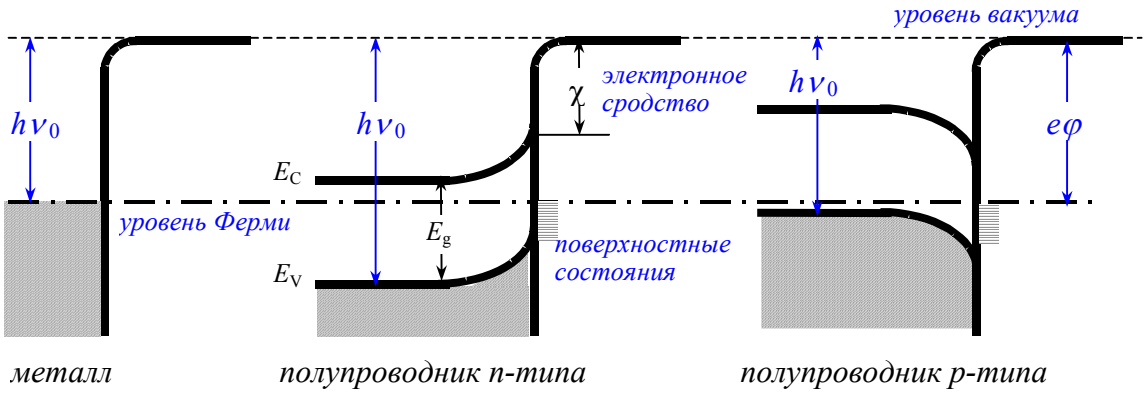


Рис. 3. Энергетические зонные схемы материалов с различным типом проводимости, но одной и той же термоэлектронной работой выхода

Кроме того, в реальных полупроводниках всегда присутствуют дополнительные энергетические состояния, локализованные непосредственно на поверхности и образующие в области запрещенной зоны квазинепрерывный спектр. Природа этих *поверхностных состояний* связана либо с обрывом на поверхности периодичности кристаллической решетки (*уровни Тамма*), либо с разрывом части ковалентных связей у поверхностных атомов, которые не имеют соседей с наружной стороны (*уровни Шоккли*). Граница заполненных поверхностных состояний определяется, как и в металле, уровнем Ферми. При достаточно большой плотности таких состояний поступление в них добавочных носителей (электронов или дырок) из объема практически не сказывается на положении этой границы даже в том случае, когда число добавочных носителей достаточно для заметного изменения заряда и потенциала поверхности. Таким образом, благодаря поверхностным состояниям уровень Ферми на поверхности *фиксируется* на определенном расстоянии от потолка валентной зоны, причем это расстояние никак не связано с типом проводимости, т.е. с положением уровня Ферми в объеме полупроводника. Равновесие системы, т.е. установление единого для поверхности и объема уровня Ферми, обеспечивается переходом части основных носителей из приповерхностной области на поверхностные состояния. В полупроводнике *n*-типа приход добавочных электронов на поверхность заряжает ее отрицательно и создает потенциальный барьер, препятствующий дальнейшему поступлению их из объема. Этот барьер возрастает до тех пор, пока, как и при формировании *p-n* перехода, диффузионный поток на поверхность не будет полностью скомпенсирован встречным дрейфовым потоком. В полупроводнике *p*-типа аналогичные процессы происходят с дырками и энергетические зоны в приповерхностной области «гнутся вниз» (Рис. 3). В любом случае вбли-

* За энергию вакуумного уровня принимают энергию свободного электрона, покоящегося (кинетическая энергия равна нулю) на бесконечности, т.е. не взаимодействующего с другими телами (потенциальная энергия равна нулю).

† В принципе, при отличной от нуля температуре электроны появляются и в зоне проводимости, однако даже в сильно легированных полупроводниках *n*-типа их концентрация намного меньше концентрации валентных электронов, поэтому вкладом электронов проводимости в фотоэмиссию можно пренебречь.

зи поверхности возникает обедненная основными носителями *область пространственного заряда* (ОПЗ), толщина которой, как и радиус экранирования электрического поля, обратно пропорциональна корню квадратному из концентрации основных носителей. Если большинство фотоэлектронов генерируется не в этой области, а в объеме полупроводника, то рассматриваемый эффект приводит, как видно из Рис. 3, к дополнительному изменению (увеличению в *n*-типе и уменьшению в *p*-типе) фотоэлектронной работы выхода на величину изгиба зон: $h\nu_0=E_g+\chi \pm \Delta E$, где E_g – ширина запрещенной зоны, χ – *электронное сродство*, равное энергетическому расстоянию от дна зоны проводимости на поверхности до уровня вакуума, ΔE – величина изгиба зон.

Подавляющее большинство чистых металлов и полупроводников имеет работу выхода от 4 до 5 эВ, т.е порог фотоэмисси лежит в ультрафиолетовой области спектра. В связи с этим для создания эффективных фотоэлектронных приемников видимого диапазона необходимо было найти способы понижения работы выхода эмиттера на 2 - 3 эВ.

2.3 Влияние адсорбированных слоев на работу выхода.

Еще в начале XX века было установлено, что работа выхода твердого тела может существенно измениться при нанесении на его поверхность моноатомных пленок другого вещества. В основе этого явления лежит обмен электронами между адсорбированным атомом и подложкой в результате туннелирования сквозь разделяющий их узкий потенциальный барьер (Рис. 4).

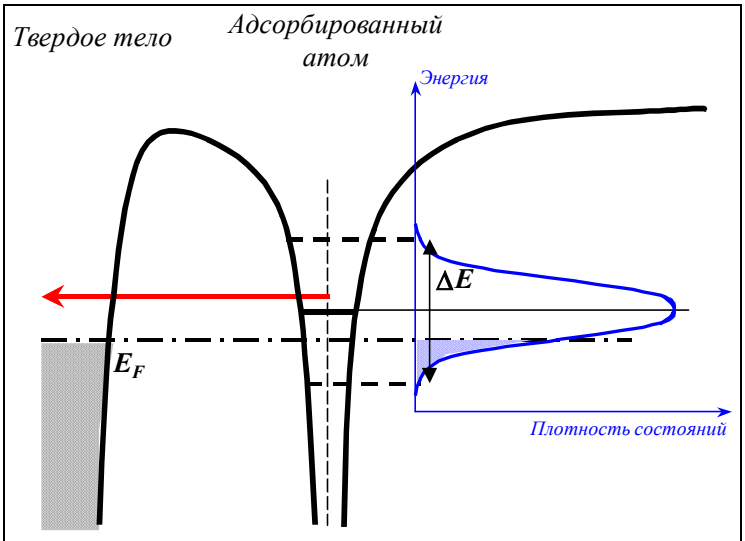


Рис. 4. Потенциальная диаграмма системы адсорбированный атом – металл.

В соответствии с соотношением неопределенностей $\Delta E \cdot \Delta t \sim h$, энергетическая ширина уровней валентных электронов ΔE в адсорбированном атоме значительно больше, чем в изолированном, так как время жизни электронов на них Δt уменьшается из-за возможности туннельного перехода. Кроме того, при адсорбции может происходить и изменение энергии этих уровней в результате взаимодействия адатома с поверхностными атомами твердого тела.

Если такой расширенный уровень, заполненный электроном, (или его часть) находится выше уровня Ферми, как это показано на рисунке, то вероятность туннельного перехода электрона из адатома в твердое тело будет намного больше, чем обратного, поскольку соответствующие энергетические состояния в твердом теле не заполнены. В состоянии равновесия степень заполнения атомного уровня должна определяться статистикой Ферми. Поэтому первоначально заполненный электроном атомный уровень становится либо пустым, либо частично заполненным, а оставшаяся часть электронного заряда переходит на поверхностные состояния подложки. В результате адатом приобретает положительный заряд $q \leq |e|$, а поверхность – такой же отрицательный заряд, расположенный на некотором расстоянии x_0 от него. Значение q определяется долей перенесенного заряда и может быть оценено из Рис. 4 по отношению площади незаштрихованного участка под пиком плотности состояний к общей площади пика, очевидно, равной e.

Адсорбаты, атомы которых отдают свои электроны в твердое тело, называются *электроположительными* по отношению к подложке. Однако, если бы в случае, приведенном на Рис. 4, рассматриваемый энергетический уровень соответствовал одному из уровней возбуждения атома (т.е. не был бы первоначально заполнен электроном в изолированном нейтральном атоме), то при адсорбции этот атом приобрел бы отрицательный заряд, пропорциональный относительной площади заштрихованного участка, а поверхность зарядилась бы положительно. Адсорбаты такого типа называются *электроотрицательными*.

Таким образом, при адсорбции электроположительных элементов каждый атом адсорбата формирует поверхностный диполь с моментом $\mu = q\,x_0$, и электрическое поле этого диполя способствует выходу электронов из твердого тела (Рис. 5). Как следствие, поверхностный потенциальный барьер понижается на величину, пропорциональную дипольному моменту и поверхностной концентрации диполей N_S*:

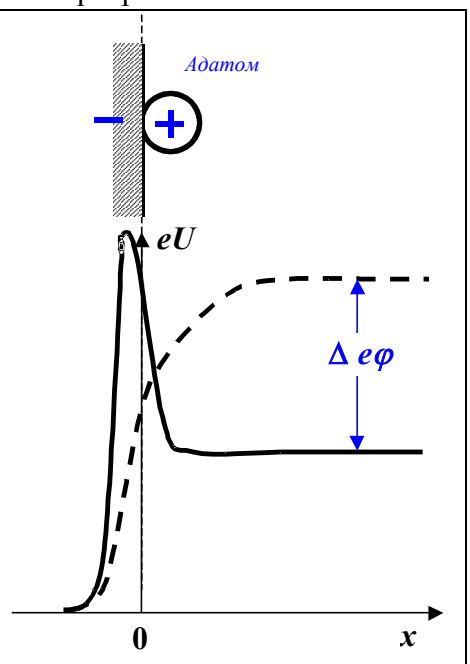


Рис. 5. Изменение поверхностного потенциального барьера при адсорбции электроположительного атома.

$$e\varphi(N_S) = e\varphi_0 - \Delta e\varphi = e\varphi_0 - 4\pi\mu \cdot N_S \qquad (14)$$

Эта зависимость, однако, не является строго линейной, так как с ростом концентрации уменьшаются расстояния между соседними атомами адсорбата и усиливается их взаимодействие друг с другом, приводящее к взаимной деполяризации поверхностных диполей и уменьшению μ с ростом N_S. Теоретические оценки и эксперимент показывают, что максимальное снижение работы выхода достигается при покрытиях, близких к одному моноатомному слою (*монослою*). При дальнейшем росте покрытия работа выхода даже несколько возрастает, а после завершения второго слоя уже больше не изменяется и соответствует работе выхода массивного материала адсорбата.

К электроположительным элементам, широко используемым на практике для получения низких значений работы выхода, относятся атомы щелочных и щелочноземельных металлов. Одним из наиболее эффективных среди них является цезий, оптимальные покрытия которого на различных подложках обеспечивают снижение работы выхода до 1.5 – 1.7 эВ. В качестве примера на Рис. 6 показано, как понижается работа выхода при цезировании арсенида галлия, являющегося объектом исследования в настоящей лабораторной работе.

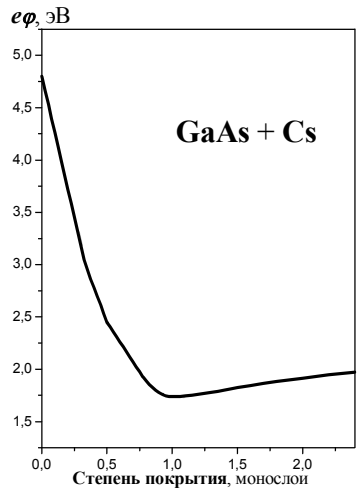


Рис. 6. Зависимость работы выхода арсенида галлия от степени покрытия поверхности цезием

Еще более низкие значения работы выхода (до 0.95 – 1.05 эВ) удается получить при совместной обработке поверхности атомами цезия и кислорода. Образующиеся при этом молекулы оксидов цезия обладают значительно большим дипольным моментом и, соответственно, обеспечивают более сильное уменьшение работы выхода, чем в случае одного цезия.

При изготовлении эффективных фотокатодов электроположительный адсорбат (*активирующий слой*) чаще всего наносят в сверхвысоком вакууме на заключительной стадии сборки прибора из специальных внешних источников с контролируемым потоком, а сам этот процесс обычно называется *активированием* фотокатода.

Катоды с активирующими покрытиями обладают высокой эффективностью, однако чрезвычайно чувствительны к условиям эксплуатации, так как даже небольшие изменения в составе активатора (например, из-за отравления остаточными газами, ионной бомбардировки, десорбции при отборе чрезмерно больших токов и др.) могут привести к недопустимому возрастанию работы выхода.

* Разумеется, как это видно из Рис. 5, при адсорбции должен возникнуть добавочный потенциальный барьер в области отрицательного заряда у поверхности. Этот барьер, однако, весьма узок и практически прозрачен для выходящих электронов.

2.4 Коэффициент оптического поглощения.

Интенсивность I_0 потока монохроматического оптического излучения, падающего на поверхность твердого тела, убывает с расстоянием x вглубь материала в результате поглощения фотонов атомами вещества. Если каждый фотон поглощается независимо от остальных, то скорость этого спада $dI(x)/dx$ на любой глубине должна быть пропорциональна интенсивности света на этой глубине:

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \qquad (15)$$

Коэффициент пропорциональности α в этой формуле зависит от частоты падающего света и свойств материала, имеет размерность обратной длины и называется *коэффициентом оптического поглощения*. Интегрирование (15) приводит к соотношению

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-\alpha(h\nu)\cdot x\right), \qquad (16)$$

позволяющему определить величину, обратную α , как такую глубину, на которой излучение ослабляется в е раз. Эта величина обычно называется *глубиной проникновения света* в данное вещество.

В большинство металлов излучение видимого и ближнего ультрафиолетового диапазона проникает на глубину порядка 10 нм. Спектр оптического поглощения металлов непрерывен, т.е. металлы поглощают излучение любой длины волны, т.к. излучение поглощается электронами зоны проводимости, совершающими переходы внутри этой зоны из занятых состояний в свободные, расположенные прямо над занятыми без какого-либо энергетического интервала. Кроме того, в этом спектральном диапазоне очень велик коэффициент отражения R (70 – 98%).

В отличие от этого, в полупроводниках в поглощении оптического излучения могут принимать участие различные группы электронов. В частности, даже при энергии квантов меньше ширины запрещенной зоны возможно их поглощение электронами, находящимися в зоне проводимости или на поверхностных состояниях, а также электронами, связанными на локальных уровнях примесей и других дефектов решетки. Однако, концентрация всех этих электронов на несколько порядков меньше, чем концентрация электронов в валентной зоне полупроводника. Поэтому основным механизмом поглощения оптического излучения в полупроводниках является так называемое *собственное поглощение*, соответствующее переходам электронов из валентной зоны на свободные состояния зоны проводимости. Граница собственного поглощения соответствует энергии кванта, равной ширине запрещенной зоны E_g.

Энергетическая зонная схема полупроводников, рассчитываемая в одноэлектронном приближении, как известно, является прямым следствием периодического строения кристаллической решетки. Поэтому даже в одном и том же кристалле полупроводника, но в различных кристаллографических направлениях структура энергетических зон может быть различной. При этом возможны два различных случая:

1. Максимальная энергия потолка валентной зоны и минимальная энергия дна зоны проводимости находятся при одном и том же значении волнового вектора электрона $k = 0$, которому соответствует центр зоны или так называемая Г-точка зонной диаграммы. Такая ситуация наблюдается, например, для арсенида галлия (Рис. 8б). В полупроводниках такого типа возможны *прямые оптические переходы* (т.е. переходы, происходящие без изменения приведенного импульса) из валентной зоны в зону проводимости при энергии кванта $h\nu=E_g$, поэтому такие полупроводники называются *прямозонными*. Для прямозонных полупроводников характерно очень резкое – на два-три порядка – возрастание коэффициента оптического поглощения вблизи порога собственного поглощения (Рис. 9).
2. Максимум валентной зоны по-прежнему находится в центре зоны, а минимум зоны проводимости смещен в точку пересечения одного из кристаллографических направлений с границей зоны Бриллюэна (L, X или Σ точки для направлений <111>, <100> и <110> соответственно). Подобная зонная диаграмма характерна, в частности, для кремния (Рис. 8а). В этом случае квант с энергией, равной минимальной ширине запрещенной зоны, может возбудить только *непрямой* оптический переход, требующий изменения приведенного импульса

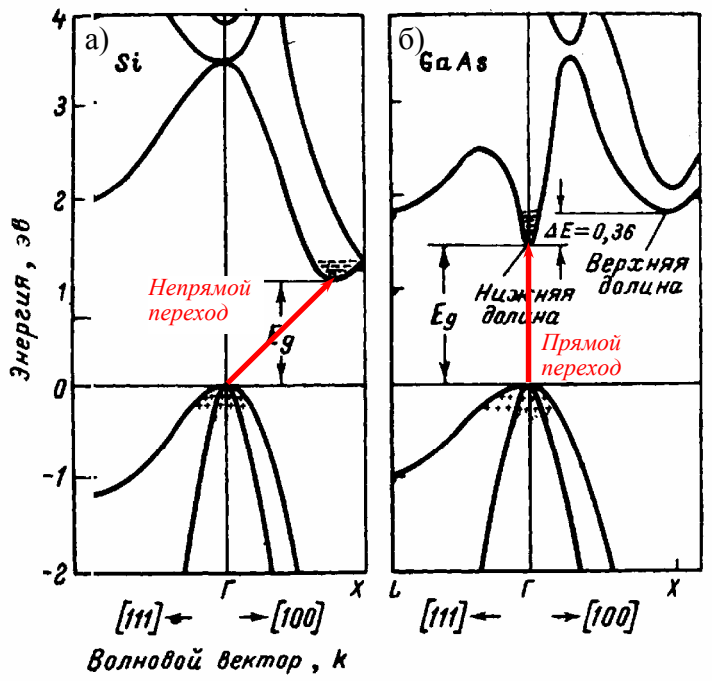


Рис. 8. Энергетическая зонная структура кремния (а) и арсенида галлия (б).
+ – дырки в валентных зонах; - – электроны в зонах проводимости.

электрона. Такие переходы, однако, запрещены законами сохранения энергии и импульса и возможны лишь при участии какого-нибудь третьего тела (например, примесного атома или дефекта решетки), которое должно принять на себя избыточный импульс. Процессы с участием трех тел значительно менее вероятны, чем парные. Поэтому коэффициент оптического поглощения в непрямозонных полупроводниках заметно меньше, чем в прямозонных, и значительно слабее возрастает с энергией кванта вблизи порога собственного поглощения.

Для того, чтобы в результате поглощения оптического кванта в полупроводнике образовался фотоэлектрон, необходимо, чтобы начальная кинетическая энергия этого электрона, отсчитываемая от дна зоны проводимости, была достаточна, для преодоления потенциального барьера электронного сродства χ, т.е. полная энергия возбужденного электрона должна быть не ниже уровня вакуума (Рис. 7). Вместе с тем, при поглощении кванта той же энергии возможны переходы на любые свободные уровни в зоне проводимости, начиная от ее дна. Таким образом, суммарный коэффициент оптического поглощения:

$$\alpha(h\nu) = \alpha_{ф}(h\nu) + \alpha_{н}(h\nu), \qquad (17)$$

где $\alpha_{ф}$ – коэффициент *фотоэлектрического* поглощения, при котором электроны возбуждаются на уровни выше вакуумного, а

$\alpha_{н}$ – коэффициент нефотоэлектрического поглощения, не связанного с фотоэмиссией и определяемого переходами электронов на уровни ниже вакуумного.

При заданной энергии кванта доля фотоэлектрического поглощения, очевидно, зависит от ширины запрещенной зоны материала и его электронного сродства (Рис. 7).

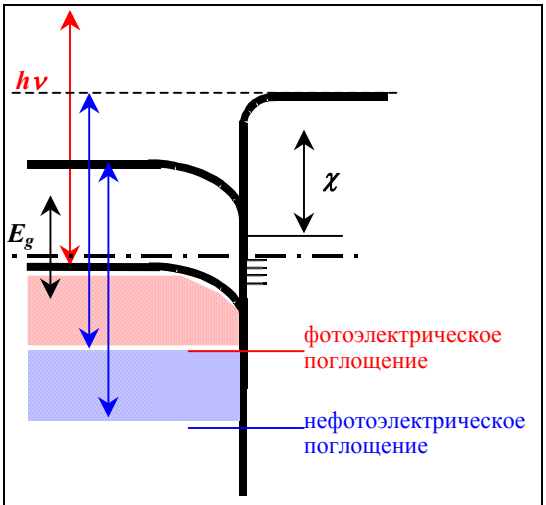


Рис. 7. Пояснение к понятию фотоэлектрического поглощения на примере полупроводника *p*-типа

2.5 Феноменологическая теория фотоэлектронной эмиссии.

Процесс фотоэлектронной эмиссии, согласно теории, впервые предложенной В. Спайсером, можно разделить на три основных стадии:

1. Возбуждение фотоэлектронов в объеме материала на уровень выше вакуумного в результате поглощения дошедших до рассматриваемой глубины x квантов оптического излучения. Количество таких фотоэлектронов на заданной глубине определяется коэффициентом фотоэлектрического поглощения с учетом ослабления интенсивности излучения (формула 16) и его отражения от поверхности.

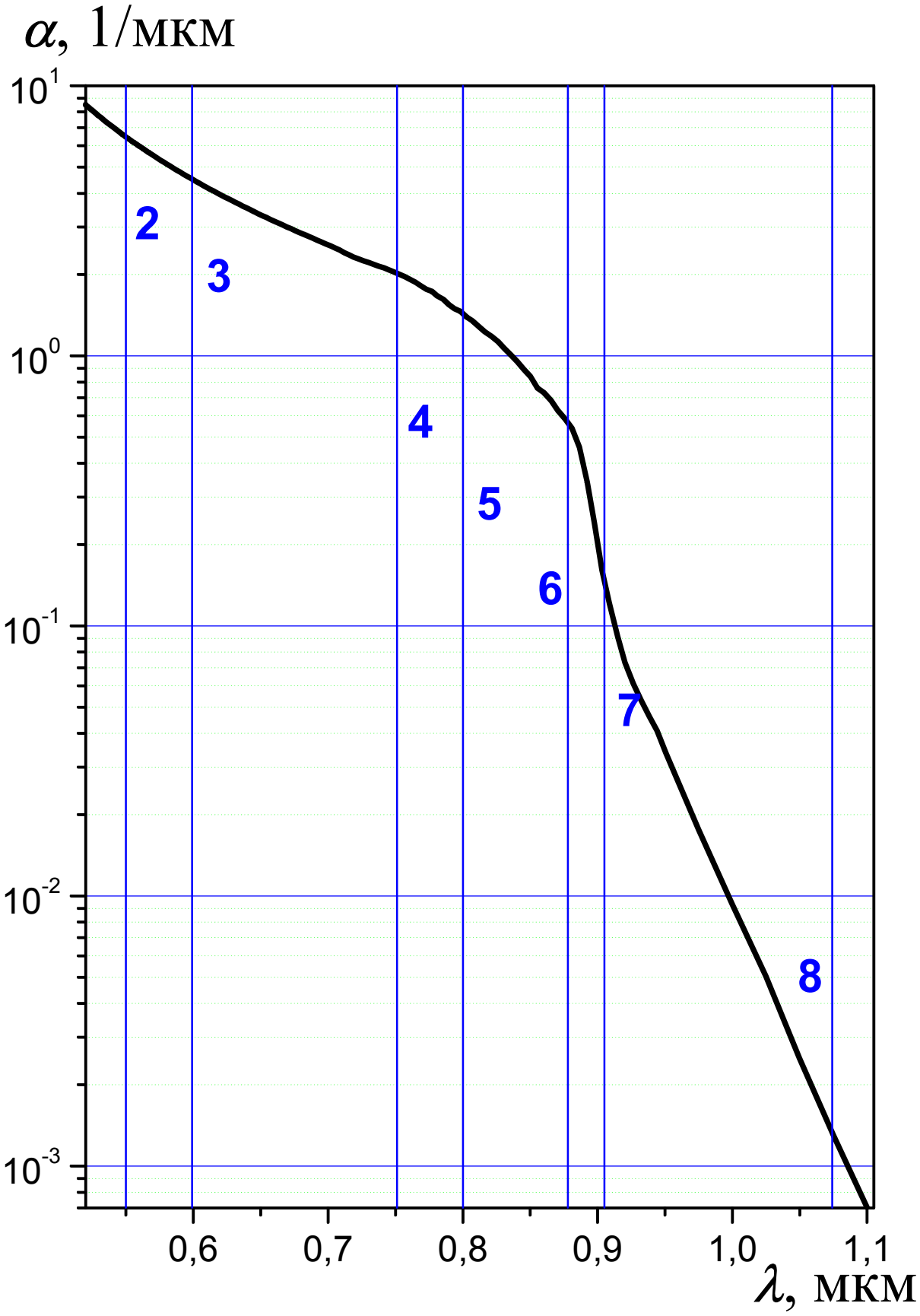


Рис. 9 Зависимость коэффициента оптического поглощения дырочного арсенида галлия (основа фотокатода в данной работе) от длины волны оптического излучения. Вертикальные линии показывают рабочую длину волны используемых в лабораторной работе интерференционных фильтров с соответствующим номером.

2. Диффузия возбужденных электронов к поверхности, в процессе которой они могут потерять часть своей начальной энергии в многочисленных актах неупругого рассеяния. Ввиду чрезвычайной сложности строгого решения соответствующего транспортного уравнения для неравновесных носителей Спайсер предложил упрощенно считать, что доля возбужденных электронов, достигших поверхности и сохранивших при этом достаточную для выхода в вакуум энергию, уменьшается с глубиной по экспоненциальному закону $\exp\left(-\frac{x}{l_ф}\right)$. Здесь $l_ф$ – определяемый из опытных данных параметр, зависящий от свойств исследуемого материала и называемый *глубиной выхода фотоэлектронов*.
3. Выход электронов в вакуум через поверхностный потенциальный барьер и слой активатора. *Вероятность выхода в вакуум B* должна зависеть не только от высоты и формы потенциального барьера, но и от пространственного и энергетического распределения подошедших к поверхности электронов. Строгий квантовомеханический расчет и в этом случае практически невозможен, поэтому Спайсер предложил считать *B* второй эмпирической константой, характеризующей изучаемый фотоэмиттер.

С учетом сказанного можно написать выражение для плотности фотоэлектронного тока *J*:

$$\frac{1}{e}J\left[\frac{\text{электрон}}{\text{см}^2\cdot\text{с}}\right]=\int_0^\infty\underbrace{\{(1-R)I_0\exp(-\alpha x)\alpha_Ф\}}_{\text{I стадия}}\cdot\underbrace{\left\{\exp\left(-\frac{x}{l_ф}\right)\right\}}_{\text{II стадия}}\cdot\underbrace{\{B\}}_{\text{III стадия}}dx=(1-R)\cdot B\cdot I_0\left[\frac{\text{фотон}}{\text{см}^2\cdot\text{с}}\right]\cdot\frac{\alpha_ф}{\left(\alpha+1/l_ф\right)}$$

Выражения, относящиеся к рассмотренным выше разным стадиям процесса, заключены под интегралом в фигурные скобки. После несложных преобразований получаем для спектральной зависимости квантового выхода:

$$Y_\lambda(h\nu)\left[\frac{\text{электронов}}{\text{падающий квант}}\right]=\frac{J}{eI_0}=[1-R(h\nu)]\cdot\frac{\alpha_ф(h\nu)}{\alpha(h\nu)}\cdot\frac{B}{1+\dfrac{1}{\alpha(h\nu)\cdot l_Ф}}\qquad(18)$$

Для экспериментальной оценки вероятности *B* и глубины $l_ф$ выхода фотоэлектронов преобразуем эту формулу, предположив, что доля фотоэлектрического поглощения $\frac{\alpha_ф}{\alpha}$ мало изменяется при изменении энергии кванта и введя новую эмпирическую константу $B^*=B\cdot\frac{\alpha_ф}{\alpha}$:

$$\frac{1-R(h\nu)}{Y(h\nu)}=\frac{1}{B^*}\left[1+\frac{1}{l_ф}\cdot\frac{1}{\alpha(h\nu)}\right]\qquad(19)$$

Если приближенно считать, что B^* и $l_ф$ не зависят от энергии фотонов, то обратная величина квантового выхода должна быть линейно связана с обратной величиной коэффициента оптического поглощения. После измерения спектральных зависимостей $\alpha(h\nu)$, $R(h\nu)$ и $Y(h\nu)$* и нанесения экспериментальных данных на график в координатах $\frac{1-R}{Y}=f\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ должна получиться прямая линия, пересекающая ось абсцисс при $\frac{1}{\alpha}=-l_ф$, а ось ординат при $\frac{1-R}{Y}=\frac{1}{B^*}$ (Рис. 10)

Анализируя формулу (18), можно отметить, что, если выполняется условие $\alpha\, l_ф>>1$, т.е. глубина выхода фотоэлектронов много больше глубины проникновения света, то квантовый выход определяется в основном вероятностью выхода фотоэлектронов и практически не зависит от энергии квантов: $Y_\lambda^R=\frac{Y_\lambda}{(1-R)}\approx B^*$. Это и не удивительно, так как при указанном усло-

* В настоящей лабораторной работе измеряется только спектральная зависимость квантового выхода, а значения коэффициентов отражения и оптического поглощения берутся из справочных данных для арсенида галлия *p*-типа.

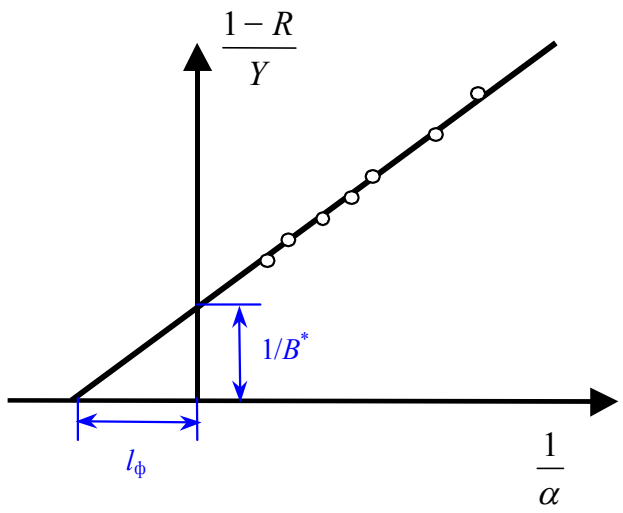


Рис. 10. Определение глубины и вероятности выхода фотоэлектронов по экспериментальным спектральным характеристикам.

вии все фотоэлектроны, возбужденные на глубине проникновения света, практически без потерь достигают поверхности.

В другом крайнем случае $\alpha l_ф << 1$, когда глубина проникновения излучения намного превосходит глубину выхода фотоэлектронов, $Y_\lambda^R = \frac{Y_\lambda}{(1-R)} \approx B^* \alpha(h\nu) l_ф << 1$, т.е. квантовый выход крайне мал, а его спектральная зависимость определяется коэффициентом оптического поглощения. Это объясняется тем, что только очень небольшая часть из общего числа возбужденных электронов, которая генерируется в пределах глубины их выхода, имеет шанс выйти в вакуум.

Таким образом, одним из основных факторов, определяющих эффективность фотоэлектронной эмиссии, является соотношение между глубиной проникновения оптического излучения в материал эмиттера и глубиной выхода фотоэлектронов из него.

2.6 Глубина выхода фотоэлектронов.

Глубина выхода фотоэлектронов определяется механизмом потерь их энергии на пути к поверхности. Избыточную энергию фотоэлектрона, полученную им от кванта, следует отсчитывать в твердом теле от самого низкого незаполненного энергетического уровня, на который электрон может перейти, полностью потеряв энергию. В металле это соответствует уровню Ферми, а в полупроводниках – дну зоны проводимости.

Одним из основных механизмов потерь энергии является *ударная ионизация* атомов твердого тела, т.е. передача какой-то части избыточной энергии одному из электронов вещества. В металлах эта энергия передается электронам проводимости, причем, ввиду отсутствия запрещенной зоны, ударная ионизация возможна при любых, в том числе и весьма малых значениях избыточной энергии. В каждом таком акте возбужденный электрон теряет, в среднем, около половины своей энергии и уже после первого соударения у подавляющего числа фотоэлектронов не остается энергии, достаточной для выхода в вакуум. Таким образом, в металлах глубина выхода фотоэлектронов определяется *длиной свободного пробега* $\lambda_{ну}$ по отношению к неупругому рассеянию на электронах проводимости, которая составляет 1 – 2 нм и существенно меньше глубины проникновения света.

В случае полупроводников основное неупругое рассеяние происходит не на электронах проводимости, относительная концентрация которых незначительна, а на валентных электронах. Энергетические переходы с участием этих электронов возможны только в том случае, если им передается энергия, достаточная для возбуждения в свободные состояния зоны проводимости. Таким образом, в полупроводниках, в отличие от металлов, существует *порог ударной ионизации* E_{pi}, определяемый шириной запрещенной зоны E_g.

Тем не менее, если уровень вакуума для полупроводника расположен выше порога ударной ионизации, отсчитанного от дна зоны проводимости (Рис. 11а), – а именно такая ситуация характерна для большинства чистых полупроводников – то все фотоэлектроны, способные выйти в вакуум, могут производить ударную ионизацию валентных электронов и терять в каждом акте энергию ΔE_i, не меньшую, чем E_{pi}. Поэтому глубина выхода фотоэлектронов из таких материалов, как и в металлах, равна длине свободного пробега по отношению к неупругому рассеянию и составляет 1 – 2 нм. Поскольку это существенно меньше глубины проникновения света, квантовый выход у полупроводников подобного типа крайне низок.

Ситуация в корне изменяется, если отсчитанный от дна зоны проводимости порог ударной ионизации оказывается выше уровня вакуума, как это показано на Рис. 11б. В этом случае часть фотоэлектронов, имеющих избыточную энергию $E<E_{pi}$, но достаточную для выхода в вакуум, уже не может производить

ударную ионизацию валентных электронов. Единственно возможным механизмом энергетических потерь для этих электронов остается взаимодействие с атомами твердого тела и возбуждение тепловых колебаний – *фононов*. Длина свободного пробега по отношению к фононному рассеянию $\lambda_{фон}$, как правило, также не превышает нескольких нанометров. Однако, благодаря большому различию в массах между электроном и атомом, в каждом акте фононного рассеяния теряется очень небольшая энергия, не превышающая нескольких десятков мэВ. Поэтому фотоэлектрон может испытать десятки подобных потерь и все еще сохранять достаточную для эмиссии энергию.

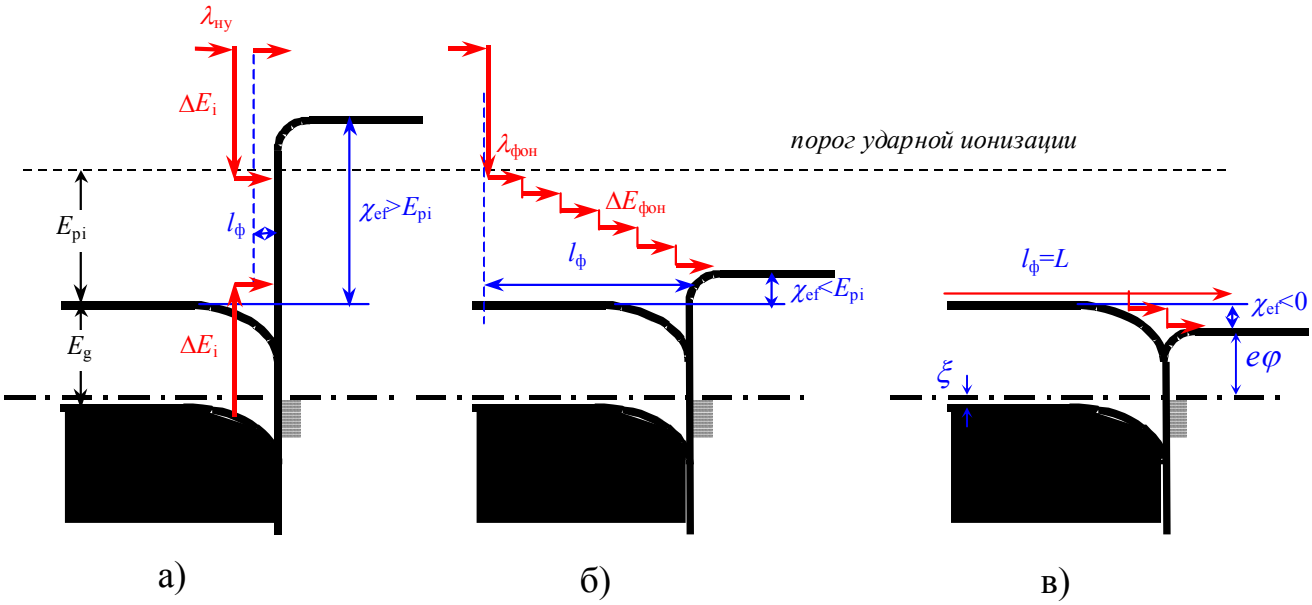


Рис. 11. Энергетические зонные схемы полупроводников с различным соотношением между порогом ударной ионизации и эффективным электронным сродством.

В результате глубина выхода фотоэлектронов в полупроводниках такого типа может в десятки раз превышать длину свободного пробега и достигать нескольких десятков нанометров. Соответственно возрастает и значение квантового выхода фотоэмиссии.

Среди естественных полупроводников почти нет таких, для которых выполнялось бы рассматриваемое условие. Чаще всего при изготовлении эффективных фотоприемников добиваются соблюдения этого условия путем снижения уровня вакуума с помощью процедуры активирования поверхности атомами электроположительного адсорбата, рассмотренной ранее (см. раздел 2.3). Критерием перехода от неэффективного полупроводника к эффективному является соотношение между порогом ионизации и электронным сродством χ. Как только электронное сродство становится меньше порога ударной ионизации, глубина выхода фотоэлектронов резко возрастает. Поскольку при больших значениях глубины выхода основная масса фотоэлектронов выходит не из ОПЗ, а из объема полупроводника, обычно вводится понятие *эффективного электронного сродства* $\chi_{эф}$, которое определяется как разность между уровнем вакуума и положением дна зоны проводимости в объеме материала.

Еще большее увеличение глубины выхода происходит, если в результате активирования удается настолько понизить уровень вакуума, что он оказывается ниже энергетического положения дна зоны проводимости в объеме полупроводника (Рис. 11в). Эффективное электронное сродство оказывается при этом отрицательным, поэтому эмиттеры такого типа называются *эмиттерами с отрицательным электронным сродством* или *ОЭС-эмиттерами*. В этом случае в вакуум могут выходить электроны со дна зоны проводимости, т.е. фотоэлектроны, полностью потерявшие свою начальную энергию. Глубина выхода таких неравновесных электронов, которые называются *термализованными*, определяется уже не потерями энергии (они и так находятся на самом низком энергетическом уровне), а *диффузионной длиной* L, т.е. тем путем, который они успеют пройти до того, как рекомбинируют с дырками. В полупроводниках с достаточно совершенной кристаллической структурой диффузионная длина может достигать единиц и даже десятков мкм, поэтому глубина выхода фотоэлектронов при наличии ОЭС на несколько порядков больше, чем в предыдущем случае. Кроме того, порог фотоэмиссии $h\nu_0$ в этом случае, очевидно, равен ширине запрещенной зоны E_g, т.е. совпадает с порогом

собственного поглощения. Поэтому все оптическое поглощение является фотоэлектрическим и коэффициент $\frac{\alpha_ф}{\alpha}$ в формуле (19) становится равным единице.

Состояние ОЭС может быть достигнуто только на поверхности полупроводников *p*–типа, приповерхностный загиб зон в которых направлен в нужную сторону (см. Рис. 3 на стр.10). При этом для того, чтобы эффективное сродство стало отрицательным, т.е. $\chi_{ef} = e\varphi + \xi - E_g < 0$ (см. Рис. 11в), необходимо выполнение следующего соотношения между работой выхода и шириной запрещенной зоны: $e\varphi < E_g - \xi$. Здесь – энергетическое расстояние уровня Ферми от потолка валентной зоны, определяемое уровнем легирования. Для того, чтобы получать ОЭС при более высоких значениях работы выхода целесообразно использовать вырожденные полупроводники с концентрацией акцепторов 5 10^{18} – 1 10^{19} 1/см^3, в которых уровень Ферми проходит по границе валентной зоны и ξ=0.

Высокий уровень легирования имеет еще одно преимущество, так как позволяет уменьшить ширину области изгиба зон. Дело в том, что вблизи поверхности термализованные электроны ускоряются полем пространственного заряда и вновь становятся «горячими», т.е. могут терять приобретенную энергию на фононах (см. Рис. 11в). При указанных выше концентрациях примеси ширина ОПЗ составляет несколько нанометров и сопоставима с соответствующей длиной свободного пробега, поэтому указанные потери энергии невелики. В принципе, область ОПЗ можно сделать еще уже, однако, при дальнейшем повышении уровня легирования начинает заметно уменьшаться диффузионная длина, влияние которой на эффективность эмиттера значительно сильнее.

2.7 Эффективные фотокатоды.

История фотоэлектроники насчитывает более чем 100 лет, и за все это время методом многочисленных проб и ошибок было найдено лишь несколько материалов, способных обеспечивать достаточно высокую фоточувствительность в видимом и ближнем ИК диапазоне. Все они (за исключением созданного первым кислородно-серебряно-цезиевого фотокатода), как и следовало ожидать, оказались дырочными полупроводниками, и в состав каждого из них входил цезий, обеспечивающий низкую работу выхода. Основная проблема заключалась в том, что необходимо было получить достаточно низкий порог фотоэмиссии $h\nu_0 = E_g + \chi < 1.6 - 1.7$ эВ и при этом обеспечить выполнение соотношения $E_g > \chi$. В Таблица 1 приведены перечень и некоторые свойства этих материалов, широко используемых в различных фотоэлектронных приборах и в настоящее время, а на Рис. 12 показаны типичные спектральные характеристики соответствующих фотокатодов.

Особое место занимают ОЭС-эмиттеры на основе полупроводниковых соединений A^3B^5, активированных цезием и кислородом. Это единственные из приведенного списка фотокатоды, созданные не путем эмпирического подбора, а в результате целенаправленного поиска на основе теоретического представления об общих закономерностях фотоэмиссионных процессов в полупроводниках.

Таблица 1

фотокатод	E_g, эВ	$e\varphi$,эВ	x, эВ	$h\nu_0$, эВ	Y_{max} при	$h\nu$, эВ	S, мкА/лм	j_T, А/см^2
1. **Сурьмяно-цезиевый** (Cs_3Sb) 1936, Герлих (Германия)	1.6	1.3	0.2-0.4	1.8-2.0	0.25	3-3.5	100	10^{-15}
2. **Многощелочной** (Na_2K)Sb-Cs 1955, Соммер (США)	1.0	1.4	0.3-0.4	1.3-1.4	0.35-0.40	2.8-2.9	400	10^{-17}
3. **Висмуто-цезиевый** (Cs_3Bi) Висмуто-серебряно-цезиевый	0.7 -	- 1.2	1.3 0.3-0.4	2 1.55-1.6	0.01 0.1	4 2.5	5-20 60-110	10^{-15} 10^{-14}
4. **S1-Кислородно-серебряно-цезиевый** (Ag-O-Cs) 1930, Коллер (Англия)	-	0.8-0.9	-	0.8-0.9	0.01 0.015	1.55 3.5	40-70	10^{-12}
5. **GaAs+Cs/O** (ОЭС-фотоэмиттер) 1965, Шеер и Ван Лаар (Голландия)	1.45	1.0	ОЭС	1.45	0.5-0.6	2	3000	10^{-13}
6. GaInAs+Cs/O	1.17	0.95	ОЭС	1.17	0.5	2	1100	10^{-13}

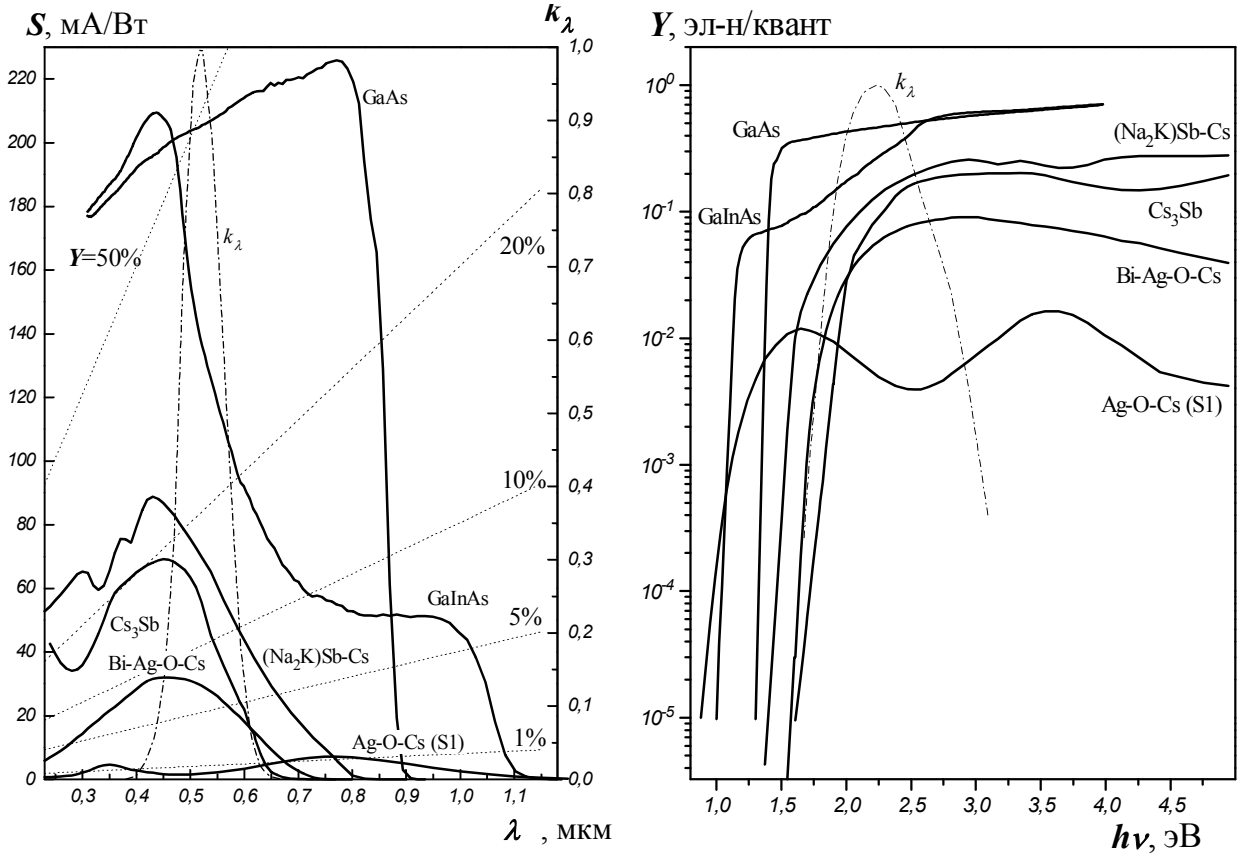


Рис. 12. Спектральные характеристики основных типов эффективных фотокатодов.

Как видно из приведенных характеристик, ОЭС-катоды обладают наибольшей фоточувствительностью и очень резким порогом, определяемым шириной их запрещенной зоны. Именно фотокатод такого типа на основе арсенида галлия и является объектом исследования в данной лабораторной работе.

3 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

3.1 Общие положения.

3.1.1 Цель работы

Целью работы являются теоретическое и практическое знакомство с основами фотоэлектронных измерений, широко использующихся в современном физическом эксперименте. В процессе подготовки к работе и при ее выполнении студенты должны:

- получить общие теоретические представления об основах фотоэлектроники;
- получить навыки практической работы по измерению спектральных характеристик;
- научиться обрабатывать результаты спектральных измерений и оценивать основные фотоэлектронные характеристики изучаемого материала.

3.1.2 Программа работы

Работа состоит из двух частей - самостоятельного изучения теоретических основ фотоэлектроники и проведения измерений на экспериментальной установке, снабженной источником излучения и набором узкополосных фильтров видимого и ближнего ИК-диапазона. Для допуска к экспериментальной части работы необходимо получить зачет по теоретическому материалу. Результаты измерений и их анализ оформляются в виде отчета.

3.1.3 Объект исследования

Объектом исследования является арсенид галлиевый фотокатод с ОЭС, являющийся фоточувствительным элементом в стандартном фотоэлектронном умножителе ФЭУ-157, изготов-

ленном в НИИ «Электрон» (Санкт-Петербург). Ниже показана конструкция и приведены основные паспортные данные этого фотоэлектронного прибора.

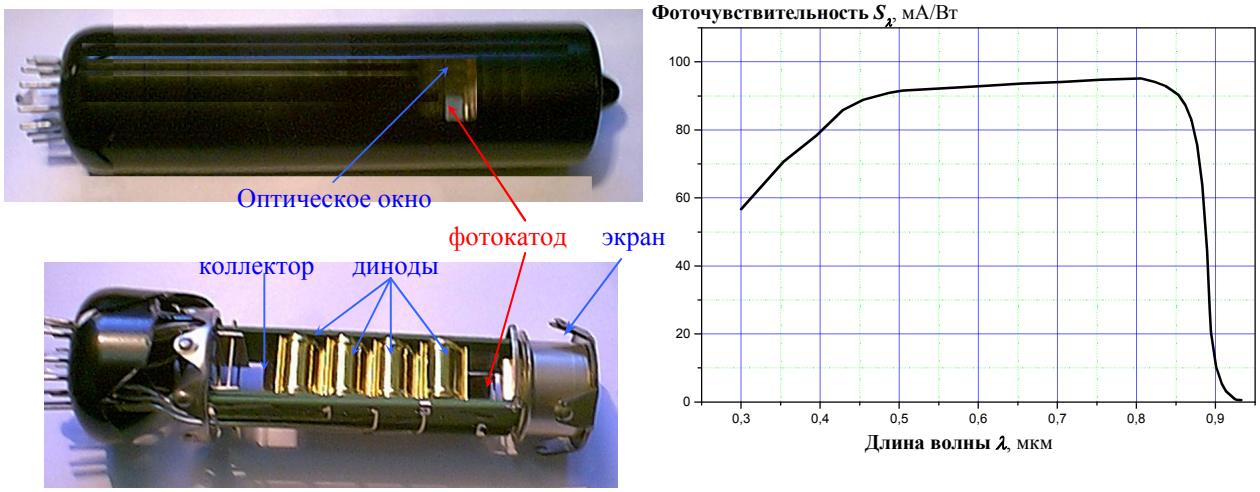


Рис. 13. Внешний вид, конструкция и спектральная чувствительность фотокатода для ФЭУ-157.

Рабочая площадь фотокатода	5x8 мм
Интегральная чувствительность фотокатода	800 – 1000 мкА/лм
Коэффициент усиления фототока	20 – 10000
Напряжение на умножителе тока	250 – 2500 В
Предельный ток коллектора	800 нА
Темновой ток	<3 10^{-13} А
Температура окружающей среды	-60 – +55 ^{o}C
Гарантированная наработка	500 час.
Сохраняемость (при –10°C)	4 года

3.2 Описание лабораторного стенда.

Содержимое измерительного отсека лабораторного стенда показано на Рис. 14.

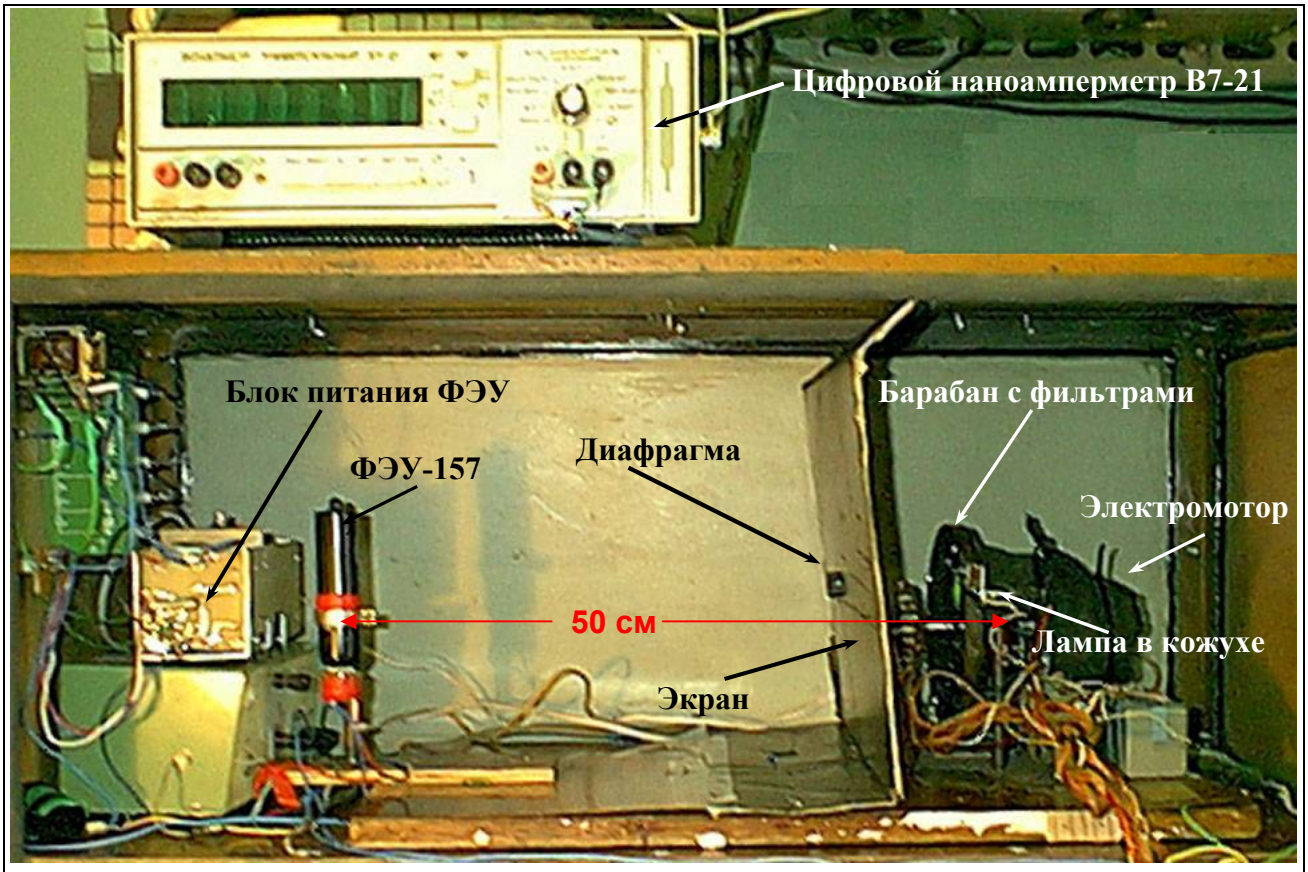


Рис. 14. Внешний вид измерительного отсека.

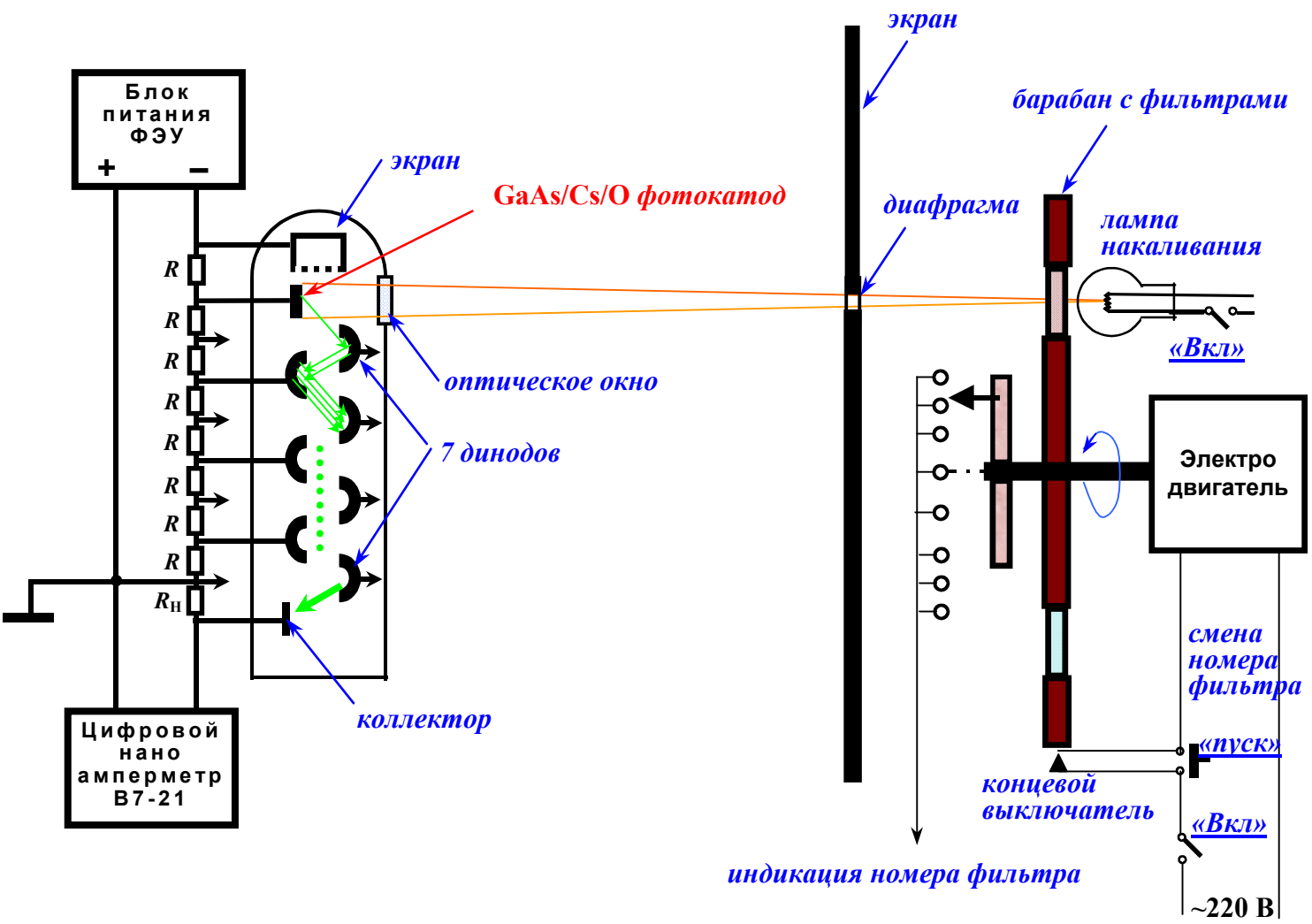


Рис. 15. Блок-схема измерительного стенда.

На Рис. 15 представлена используемая в лабораторной работе схема измерений. Объект исследования – фотоэлектронный умножитель ФЭУ-157 – содержит фотокатод с ОЭС и 7 дополнительных электродов, изготовленных из материала с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии (КВЭЭ). Эти электроды называются *динодами* и предназначены для усиления тока. Питание умножителя осуществляется от стабилизированного источника напряжения через резистивный делитель, обеспечивающий равномерное распределение ускоряющего электроны поля вдоль прибора. Электроны, эмитированные фотокатодом, набирают в этом поле энергию, достаточную для выбивания вторичных электронов из первого динода. Каждый из этих электронов, в свою очередь, ускоряется электрическим полем умножителя и также выбивает вторичные электроны из следующего динода. Диноды имеют специальную корытообразную форму, обеспечивающую острую фокусировку электронных потоков и минимальные потери при транспорте электронов. Если КВЭЭ $\sigma>1$, то в результате вторичноэмиссионного размножения происходит усиление электронного тока от каскада к каскаду. Коэффициент усиления тока после прохождения каскадов, очевидно, равен $K_N = \frac{i_N}{i_1} = \sigma^N$. Поскольку КВЭЭ зависит от энергии первичных электронов, определяемой разностью потенциалов между двумя соседними динодами, коэффициент усиления умножителя $K_{ФЭУ}$ можно менять в очень широких пределах путем изменения подаваемого на него напряжения. В данной лабораторной работе не требуется обеспечивать максимально возможное усиление ФЭУ, так как используется достаточно интенсивный источник света. Поэтому напряжение питание подобрано таким, чтобы коэффициент усиления $K_{ФЭУ}=4$. Такое усиление обеспечивает достаточный уровень сигнала при

всех длинах волн и, в то же время, даже при максимальном сигнале выходной ток не превышает предельно допустимых для прибора значений.

Усиленный на динодах электронный ток собирается последним электродом умножителя – *коллектором* и регистрируется во внешней цепи цифровым вольтметром В7-21, работающим в режиме наноамперметра.

В качестве источника оптического излучения в работе используется лампа накаливания с вольфрамовой нитью, находящейся при температуре **T_W=2600 К.** Суммарная мощность излучения лампы составляет **$P_л$=20 Ватт**. Лампа помещена в защитный светонепроницаемый кожух, предотвращающий паразитную засветку фотокатода рассеянным и отраженным от стенок измерительного отсека светом. Еще один экран, разделяющий отсек на две части, предназначен для этой же цели. Ввиду того, что экранировка лампы существенно ухудшает отвод тепла от нее, *во избежание недопустимого перегрева запрещается оставлять лампу включенной более чем на 5 минут*.

Для получения монохроматического излучения используется набор из 7 интерференционных фильтров, каждый из которых имеет узкую полосу пропускания на одной из длин волн оптического диапазона. Фильтры закреплены в специальном барабане (Рис. 16), ось которого соединена с электромотором. Запуск электромотора осуществляется с помощью кнопки «Пуск», выведенной на лицевую панель отсека. При нажатии этой кнопки происходит поворот барабана на фиксированный угол, обеспечивающий установку следующего фильтра в рабочее положение напротив лампы накаливания. Номер выбранного фильтра выводится на газоразрядный цифровой индикатор, расположенный рядом с кнопкой.

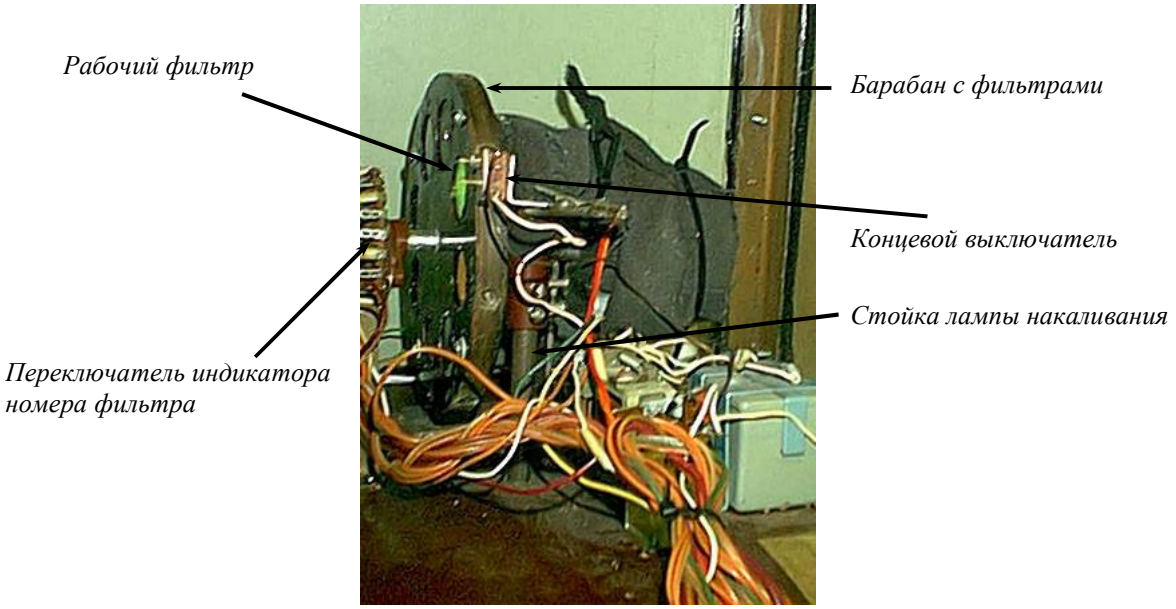


Рис. 16.Внешний вид источника монохроматического оптического излучения.

Расстояние от нити накала до фотокатода **L=50 см** гораздо больше размеров нити, поэтому при расчете светового потока можно считать лампу точечным источником излучения.

3.3 Экспериментальное измерение спектральной характеристики.

Для получения спектральной зависимости фоточувствительности необходимо измерить абсолютные значения фототока при длинах волн оптического излучения, определяемых используемыми фильтрами, а затем оценить попадающую на фотокатод мощность монохроматического излучения для каждой из этих длин волн. В настоящем разделе описывается методика экспериментального измерения фототока.

1. Включить тумблер **«Сеть»** вольтметра В7-21 и установить требуемый режим работы прибора – измерение тока в диапазоне 0-1 мкА – (если он уже не установлен) в соответствии с «Техническим описанием и инструкцией по эксплуатации» вольтметра (стр. 39-40).
2. Убедиться в том, что тумблер **«Вкл. свет»** находится в выключенном состоянии.
3. Включить тумблер **«Общий»** для подачи питания на измерительную установку.

4. Подготовить таблицу для записи результатов измерений:

Таблица 2. Результаты эксперимента.

№ фильтра	λ, мкм	Ток I, нА I измерение	Ток I, нА II измерение	Ток I, нА III измерение	Ток $I/K_{ФЭУ}$, нА среднее
1	2	3	4	5	6
2	**0,55**				
3	**0,599**				
4	**0,751**				
5	**0,800**				
6	**0,878**				
7	**0,905**				
8	**1,074**				
1	**Белый свет**				

5. Включить тумблер **«Вкл»** механизма смены фильтра.
6. Нажатием кнопки **«Пуск»** этого же механизма установить в рабочее положение **фильтр №2**, если он уже не установлен.
7. Включить тумблер **«Вкл. свет»** и через 5-10 сек (время установления рабочей температуры нити накала из-за тепловой инерции лампы) произвести измерение тока фотоумножителя, после чего **выключить лампу**.
8. Нажатием кнопки **«Пуск»** установить следующий фильтр и произвести описанные в п.7 измерения для всех фильтров до **№8** включительно. Занести результаты измерений в графу 3 Таблица 2.
9. При выключенном источнике света нажатием кнопки **«Пуск»** перейти через позицию №1 и вновь установить **фильтр №2.**
10. Повторить указанные в п.п 7-8 измерения, занести их результаты в графу 4 Таблица 2 и вновь установить **фильтр №2.**
11. Произвести третью серию измерений по описанной методике и занести их результаты в графу 5 Таблица 2.
12. При выключенном источнике света нажатием кнопки **«Пуск»** установить переключатель фильтров в положение **№1 (белый свет).**
13. Включить лампу тумблером **«Вкл. свет»**, произвести через 5-10 сек. отсчет фототока и выключить лампу.
14. Через минуту после этого произвести повторное измерение чувствительности в белом свете, а еще через минуту – третье измерение и занести все результаты в строку №1 Таблица 2.
15. Для каждой строки таблицы произвести усреднение полученных данных, пересчитать их к значению фототока катода с учетом указанного выше значения коэффициента усиления ФЭУ и занести полученные результаты в графу 6.

На этом непосредственно экспериментальные измерения заканчиваются и оставшаяся часть работы заключается в расчете фотоэлектронных характеристик. Эти расчеты проводятся на рабочем месте с тем, чтобы при необходимости можно было провести повторные измерения для корректировки возможных ошибок.

3.4 Обработка результатов измерений.

Прежде всего для каждой длины волны необходимо оценить суммарную мощность поглощенного фотокатодом монохроматического излучения. При проведении научных исследований для этого обычно проводят калибровочные измерения с помощью неселективных тепловых приемников излучения – *термоэлементов или болометров*, которые преобразуют поглощенное оптическое излучение в тепловую энергию, измеряя которую можно достаточно точно рассчитать мощность излучения. Эти измерения, однако, очень непросты и весьма трудоемки, поскольку необходимо исключить возможность паразитного нагрева детектора от посторонних источников и обеспечить строгое постоянство температуры окружающей среды. В свя-

зи с этим, подобная калибровка не может быть выполнена в отведенное для лабораторной работы время. Вместе с тем, предварительная калибровка использующихся в работе фильтров болометрическим методом показала, что с точностью до 20% измеренные значения поглощенной мощности совпадают с расчетами, выполненными по формулам для теплового излучения (раздел 1.3) с учетом паспортных характеристик фильтров. Именно такой расчет и необходимо провести в следующей части работы.

3.4.1 Оценка мощности оптического излучения.

1. Подготовить таблицу для занесения в нее результатов расчетов:

Таблица 3. Результаты расчета мощности оптического излучения.

№ фильтра	λ, мкм	$\Delta\lambda$, мкм	Прозрачность t_λ	Степень черноты для W $\varepsilon_T(\lambda)$	$\Delta F_{\lambda,T}$, Вт/см^2	Погл. Мощность P_λ, Ватт
1	2	3	4	5	6	7
2	**0,55**	**0,009**	**0,6**	**0,447**		
3	**0,599**	**0,011**	**0,59**	**0,438**		
4	**0,751**	**0,014**	**0,65**	**0,415**		
5	**0,800**	**0,014**	**0,51**	**0,406**		
6	**0,878**	**0,016**	**0,48**	**0,392**		
7	**0,905**	**0,017**	**0,45**	**0,387**		
8	**1,074**	**0,02**	**0,6**	**0,359**		

2. По формуле (6) рассчитать спектральную плотность излучения вольфрамовой нити при рабочей температуре (в расчете на 1 см^2 ее излучающей поверхности) с учетом приведенного в графе 5 Таблица 3 значения коэффициента поправки на степень черноты вольфрама и полосы пропускания соответствующего фильтра $\Delta\lambda$, указанной в столбце 3.

3. По формуле Стефана-Больцмана (7) оценить эффективную излучающую поверхность нити, считая, что суммарная мощность излучения составляет $P_л$=20 Вт. Интегральная поправка на степень черноты вольфрама при рабочей температуре $\boldsymbol{\varepsilon_T=0.32}$.

$$P_л = A_{эфф}\, F$$

4. Для каждого фильтра оценить и занести в графу 7 таблицы полную поглощенную фотокатодом мощность излучения по формуле

$$P_\lambda\ [\text{Вт}] = \Delta F_{\lambda,T} \cdot t_\lambda \cdot A_{эф} \cdot \frac{A_{кат}}{4\pi L^2}, \qquad (20)$$

где $A_{кат}$ – площадь поверхности фотокатода, а L – расстояние от нити лампы до катода.

3.4.2 Определение квантового выхода и спектральной чувствительности.

1. Подготовить таблицу для занесения в нее результатов расчетов:

Таблица 4. Результаты расчета фотоэмиссионных характеристик.

№ фильтра	λ, мкм	$h\nu$, эВ	Погл. мощность P_λ, Ватт	Фототок, мА	S_λ, мА/Вт	Y_λ, эл-н/пад.кв.
1	2		3	4	5	6
2	**0,55**					
3	**0,599**					
4	**0,751**					
5	**0,800**					
6	**0,878**					
7	**0,905**					
8	**1,074**					

2. Для каждого фильтра по известной длине волны определить и занести в графу 3 таблицы соответствующее значение энергии кванта (формула 1).
3. Занести в графу 4 значения мощности, рассчитанные ранее (Таблица 3), а в графу 5 – средние значения фототока из Таблица 2, пересчитанные в мА.
4. Рассчитать значения спектральной чувствительности и квантового выхода по формулам (9) и (12) или и занести их в таблицу.
5. По полученным результатам построить спектральные характеристики фоточувствительности и квантового выхода и сравнить их с паспортными данными ФЭУ-157 (Рис. 13).

3.4.3 Оценка диффузионной длины и вероятности выхода.

1. Подготовить таблицу для занесения в нее результатов расчетов:

Таблица 5. Обработка экспериментальных данных.

№ фильтра	λ, мкм	$h\nu$, эВ	Y_λ, эл-н/пад.кв.	$R(h\nu)$	$\alpha(h\nu)$, 1/мкм	1/ $\alpha(h\nu)$, мкм	$(1-R)/Y$
1	2	3	4	5	6	7	8
2	**0,55**			**0,366**			
3	**0,599**			**0,35**			
4	**0,751**			**0,323**			
5	**0,800**			**0,316**			
6	**0,878**			**0,307**			
7	**0,905**			**0,304**			
8	**1,074**			**0,29**			

2. Занести в таблицу полученные ранее значения энергии квантов и квантового выхода (графы 3 и 4 соответственно)
3. По данным Рис. 9 определить для каждой из длин волн коэффициент оптического поглощения арсенида галлия и занести соответствующие значения в графу 6.
4. Рассчитать значения величин, указанных в заголовке 7 и 8 столбцов таблицы.
5. Построить график в таких же координатах, как на Рис. 10, и оценить по нему диффузионную длину и вероятность выхода фотоэлектронов для исследованного эмиттера.

3.4.4 Оценка интегральной фоточувствительности.

Учитывая, что при рабочей температуре вольфрамовой нити ее светоотдача составляет **350 *кд*/см^2**,оценить световой поток на поверхности фотокатода и его интегральную фоточувствительность в белом свете по формуле

$$S\,[\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}] = \frac{i_{\text{ф}}[\text{мкА}]\cdot 4\pi L^2}{350\cdot A_{\text{эфф}}\cdot A_{\text{кат}}} \qquad (21)$$

Сравнить полученный результат с паспортными данными умножителя.

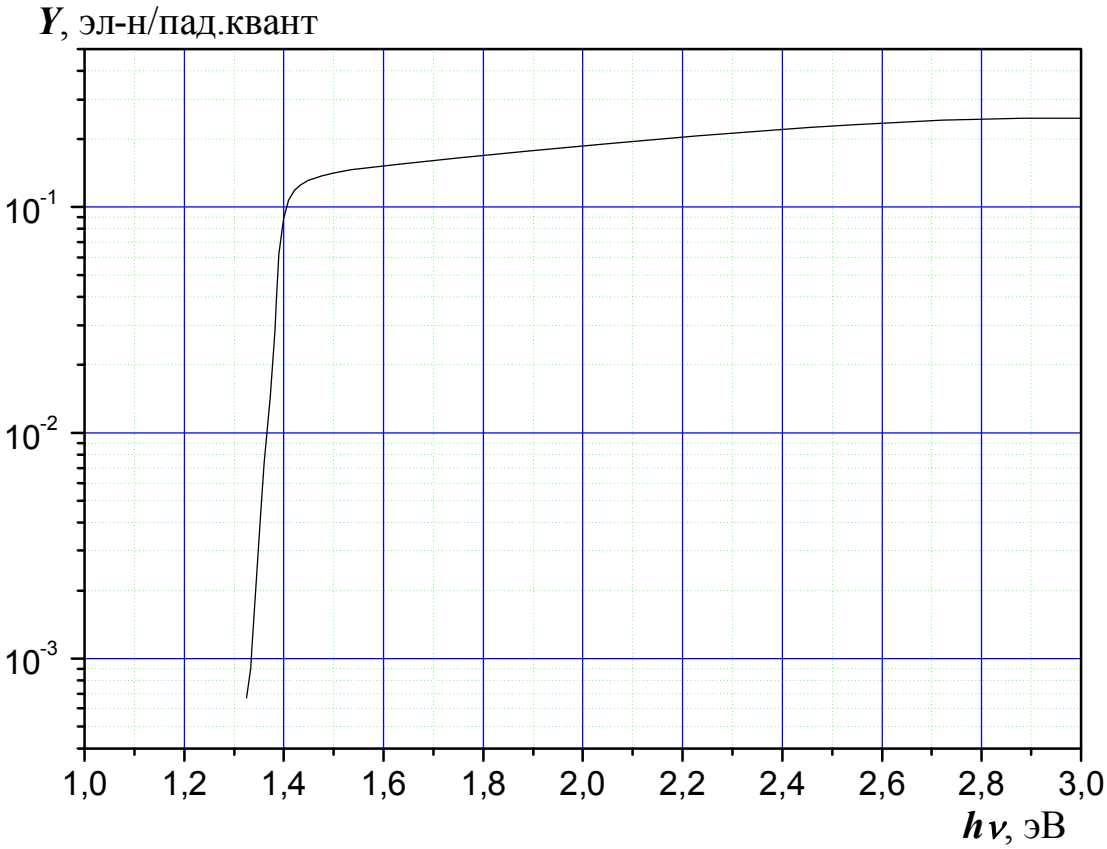
3.5 Содержание отчета.

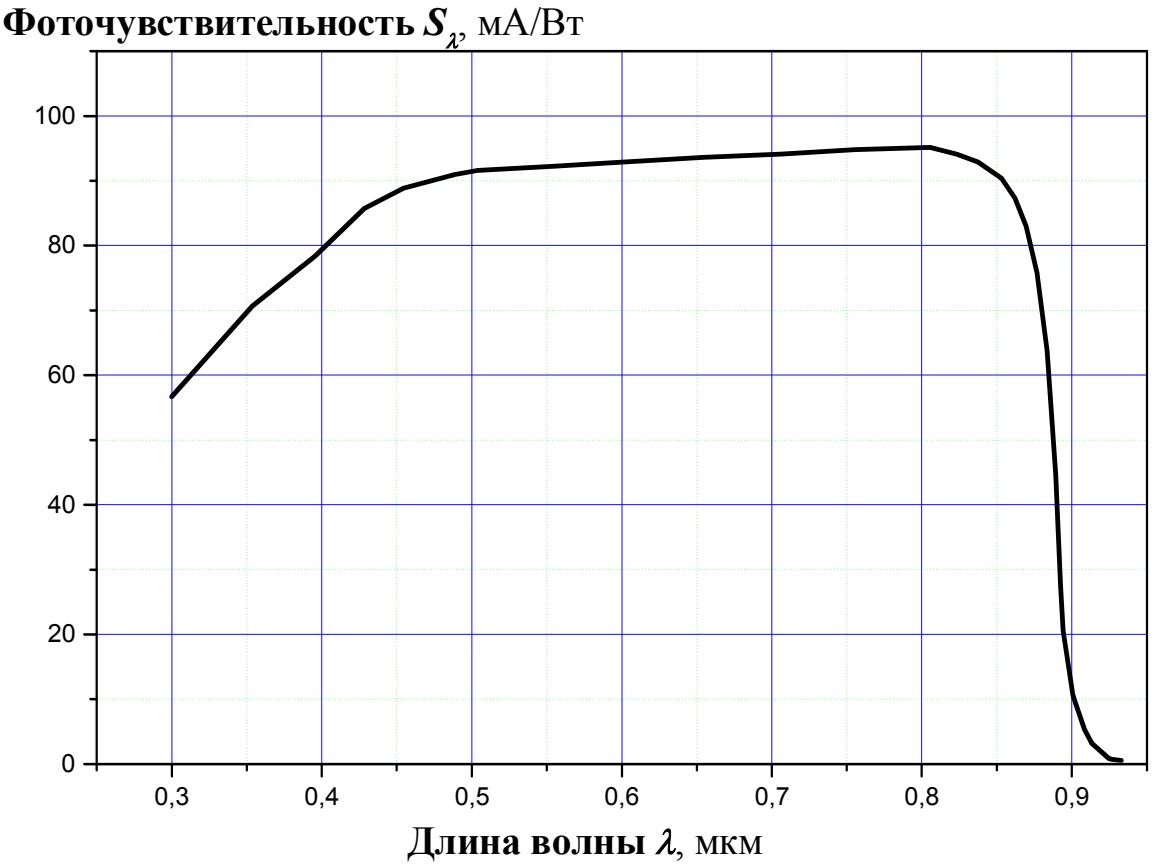
1. Постановка задачи и основные рабочие формулы.
2. Схема измерений.
3. Таблицы экспериментальных результатов и результатов расчета.
4. Графики основных результатов.
5. Выводы и заключение.

3.6 Литература.

1. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1976, 376 с.
2. Жигарев А.А., Шамаева Г.Г. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1982, 463 с.
3. Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия, 1978, 190 с.

Характеристики фотокатода ФЭУ-157





№ фильтра	λ, мкм	Ток I, нА I измерение	Ток I, нА II измерение	Ток I, нА III измерение	Ток $I/K_{ФЭУ}$, нА среднее
1	2	3	4	5	6
2	**0,55**				
3	**0,599**				
4	**0,751**				
5	**0,800**				
6	**0,878**				
7	**0,905**				
8	**1,074**				
1	**Белый свет**				

№ фильтра	λ, мкм	$\Delta\lambda$, мкм	Прозрачность t_λ	Степень черноты для W $\varepsilon_T(\lambda)$	$\Delta F_{\lambda,T}$, Вт/см^2	Погл. Мощность P_λ, Ватт
1	2	3	4	5	6	7
2	**0,55**	**0,009**	**0,6**	**0,447**		
3	**0,599**	**0,011**	**0,59**	**0,438**		
4	**0,751**	**0,014**	**0,65**	**0,415**		
5	**0,800**	**0,014**	**0,51**	**0,406**		
6	**0,878**	**0,016**	**0,48**	**0,392**		
7	**0,905**	**0,017**	**0,45**	**0,387**		
8	**1,074**	**0,02**	**0,6**	**0,359**		

№ фильтра	λ, мкм	$h\nu$, эВ	Погл. мощность P_λ, Ватт	Фототок, мА	S_λ, мА/Вт	Y_λ, эл-н/пад.кв.
1	2		3	4	5	6
2	**0,55**					
3	**0,599**					
4	**0,751**					
5	**0,800**					
6	**0,878**					
7	**0,905**					
8	**1,074**					

№ фильтра	λ, мкм	$h\nu$, эВ	Y_λ, эл-н/пад.кв.	$R(h\nu)$	$\alpha(h\nu)$, 1/мкм	1/ $\alpha(h\nu)$, мкм	$(1-R)/Y$
1	2	3	4	5	6	7	8
2	**0,55**			**0,366**			
3	**0,599**			**0,35**			
4	**0,751**			**0,323**			
5	**0,800**			**0,316**			
6	**0,878**			**0,307**			
7	**0,905**			**0,304**			
	1,074			**0,29**			