

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ДИЗАЙНА»
ВЫСШАЯ ШКОЛА ТЕХНОЛОГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ
Кафедра физики

О П Т И К А

Учебно-методическое пособие
к лабораторным работам 3-51, 3-61, 3-71

Для бакалавров всех направлений

Санкт-Петербург
2016

УДК 676.012.52

Оптика: учебно-методическое пособие к лабораторным работам 3—51, 3—61, 3—71/сост.: В. О. Кабанов, В. И. Лейман, В. М. Максимов, С. А. Поржецкий, Е.А. Яшкевич; ВШТЭ СПбГУПТД. – СПб., 2016. – 38 с.

Учебно-методическое пособие содержит теоретический материал по темам и описание трёх лабораторных работ по оптике. Предназначено для бакалавров всех направлений.

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики ВШТЭ СПбГУПТД А.А.Абрамович

Подготовлено и рекомендовано к печати кафедрой физики ВШТЭ СПбГУПТД (протокол № 2 от 28.10.2016 г.).

Утверждено к изданию методической комиссией института энергетики и автоматизации ВШТЭ СПбГУПТД (протокол № 3 от 11.11.2016 г.).

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД в качестве учебно-методического пособия.

©Высшая школа технологии
и энергетики СПбГУПТД, 2016

ТЕМА 3-5. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Тепловым называется электромагнитное излучение, испускаемое нагретыми телами. Его свойства зависят от температуры и оптических свойств излучающего тела. При температуре ниже 500°C тела испускают только невидимое глазом инфракрасное (тепловое) излучение. При более высоких температурах появляется излучение в видимой области спектра, сначала тело светится красным светом. По мере нагревания свечение желтеет, затем становится белым, а при температуре выше 6000°C свечение становится голубым.

Интенсивность теплового излучения характеризуется *поток*ом световой энергии $\Phi = \Delta W / \Delta t$, то есть *энергией, испускаемой телом за единицу времени*. Поток энергии, испускаемый единицей поверхности тела, называют *излучательностью* R_T тела, $R_T = \Phi / S$, где S – площадь излучающей поверхности. Величину R_T , измеряемую в $\text{Вт}/\text{м}^2$, называют также излучательной способностью или энергетической светимостью тела. Излучательность является функцией температуры и зависит от оптических свойств поверхности тела. Тепловое излучение имеет сплошной спектр, то есть содержит все возможные длины волн. Чтобы описать спектр теплового излучения, рассмотрим поток энергии $dR_{\lambda T}$, испускаемый единицей поверхности тела в малом интервале длин волн $d\lambda$. Он пропорционален $d\lambda$ и равен $dR_{\lambda T} = r_{\lambda T} \cdot d\lambda$. Величина $r_{\lambda T}$ называется *спектральной плотностью излучательности*. Она, как и излучательность R_T , также зависит от температуры и свойств поверхности тела. Связь между R_T и $r_{\lambda T}$ передается формулой

$$R_T = \int dR_{\lambda T} = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda \quad (1)$$

Электромагнитные волны, падающие на поверхность тела, частично отражаются и частично поглощаются. Обозначим падающий поток Φ_0 , отраженный $\Phi_{\text{отр}}$ и поглощенный $\Phi_{\text{погл}}$. Для непрозрачных тел $\Phi_0 = \Phi_{\text{отр}} + \Phi_{\text{погл}}$.

После преобразования это уравнение можно записать $\rho + a = 1$, где $\rho = \Phi_{\text{отр}} / \Phi_0$ – *коэффициент отражения*, $a = \Phi_{\text{погл}} / \Phi_0$ – *коэффициент поглощения*. Эти коэффициенты показывают, какая часть падающей энергии отражается и, соответственно, поглощается телом. Они зависят от вещества и обработки поверхности тела, температуры и спектрального состава излучения. Для полной характеристики оптических свойств поверхности тела используют коэффициенты отражения ρ_{λ} и поглощательную способность (коэффициент поглощения) для монохроматического света с длиной волны λ :

$$\rho_{\lambda} = \frac{\Delta \Phi_{\lambda, \text{отр}}}{\Delta \Phi_{\lambda, 0}},$$

$$a_{\lambda} = \frac{\Delta\Phi_{\lambda, \text{погл}}}{\Delta\Phi_{\lambda, 0}},$$

где, $\Delta\Phi_{\lambda \text{ отр}}$ и $\Delta\Phi_{\lambda, \text{погл}}$ - соответствующие потоки света в узком интервале длин волн $[\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$.

Коэффициенты отражения и поглощения ρ_{λ} и a_{λ} определяют цвет тел. Если $\rho_{\lambda} = \text{const}$ ($a_{\lambda} = \text{const}$), то есть коэффициенты отражения и поглощения не зависят от длины волны, то при освещении белым светом тело не имеет окраски. Такие тела называются *серыми*. Если $\rho_{\lambda} \approx 1$ ($a_{\lambda} \approx 0$), то тело является белым. Если $a_{\lambda} \approx 1$ ($\rho_{\lambda} \approx 0$), то тело воспринимается как черное. Белая бумага, мел имеют $\rho = 0,85 \div 0,90$, $a = 0,10 \div 0,15$, черный бархат имеет $\rho = 0,002$, $a = 0,998$. Тело, которое поглощает всю падающую на него энергию, называется абсолютно черным. Для него $a_{\lambda} = 1$, $\rho_{\lambda} = 0$. Для реальных тел всегда $0 < a_{\lambda} < 1$, $0 < \rho_{\lambda} < 1$.

Если ρ_{λ} зависит от длины волны, то тело имеет окраску. Красные тела хорошо отражают красные лучи и поглощают синие и зеленые. Синие тела хорошо отражают синий свет и поглощают зеленый и красный. На рис. 1 показана зависимость коэффициента поглощения тел различной окраски от длины волны λ . Моделью абсолютно чер-

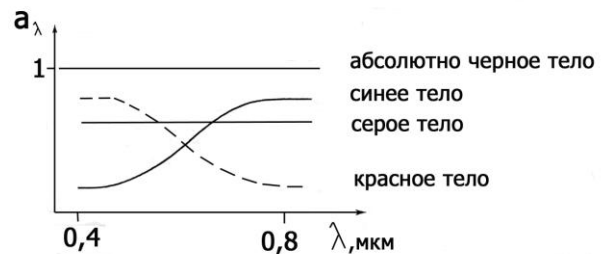


Рис.1

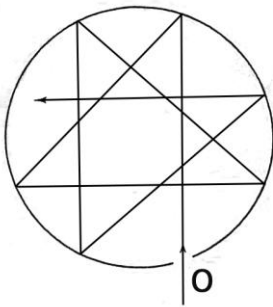


Рис.2

ного тела может служить почти замкнутая полость с небольшим отверстием (рис.2). Свет, попадающий внутрь полости через отверстие O , многократно отражается от стенок, при этом его энергия практически полностью поглощается стенками независимо от свойств материала стенок. Если ρ – коэффициент отражения материала полости, то после n отражений из отверстия выйдет ρ^n от падающего потока. Так как $\rho < 1$, то ρ^n стремится к нулю при больших значениях n . Если $n=10$ и $\rho=0,5$, то $\rho^n = 0,5^{10} = 0,001$.

Излучательная и поглощательная способности тел тесно связаны друг с другом. Закон Кирхгофа гласит: *отношение спектральной плотности излучательности $r_{\lambda T}$ и поглощательной способности $a_{\lambda T}$ не зависит от природы тела, оно является одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры:*

$$\frac{r_{\lambda T}^{(1)}}{a_{\lambda T}^{(1)}} = \frac{r_{\lambda T}^{(2)}}{a_{\lambda T}^{(2)}} = \varepsilon_{\lambda T} \quad . \quad (2)$$

Из (2) следует, что тело, сильнее поглощающее какие-либо лучи, будет при нагревании сильнее испускать эти лучи, а темное тело при нагревании будет сильнее светиться, чем светлое.

Для абсолютно черного тела $a_{\lambda T}=1$. Следовательно, $\varepsilon_{\lambda T}$ – спектральная плотность излучательности абсолютно черного тела. Для серого тела $a_{\lambda T}=a_T=\text{const}$, и в соответствии с (1) и (2)

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^{\infty} a_T \cdot \varepsilon_{\lambda T} d\lambda = a_T \cdot E_T \quad , \quad (3)$$

где E_T – излучательность абсолютно черного тела. Из (3) следует, что при данной температуре наибольшую излучательность имеет абсолютно черное тело, у всех остальных тел она меньше.

Закон Кирхгофа следует из законов термодинамики. Если в полость, температура стенок в которой поддерживается постоянной, поместить какое-либо тело, то через некоторое время установится термодинамическое равновесие между телом и излучением в полости. Свойства такого равновесного излучения зависят только от температуры. Тело, находящееся в полости, поглощает тем больше энергии, чем больше его поглощательная способность. Но так как при этом его энергия не меняется (оно находится в тепловом равновесии с излучением в полости), то чем больше оно поглощает энергии, тем больше должно излучать, то есть излучательность пропорциональна поглощательной способности.

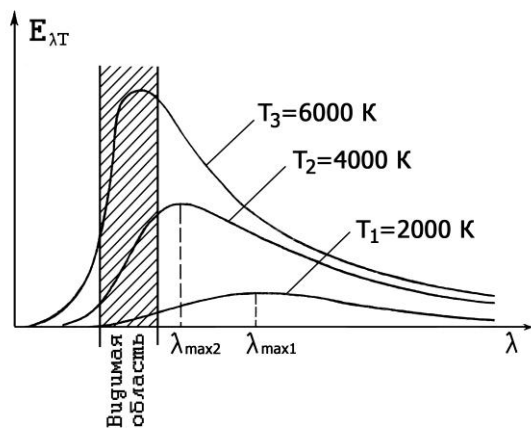


Рис.3

Энергия излучения абсолютно черного тела неравномерно распределена по спектру. Спектр излучения, т.е. зависимость спектральной плотности излучательности $\varepsilon_{\lambda T}$ абсолютно черного тела от длины волны λ для различных температур, показана на рис. 3. Вид кривой $\varepsilon_{\lambda T}=f(\lambda, T)$ задается законом Планка:

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad . \quad (4)$$

Излучательность абсолютно черного тела

$$E_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda T} d\lambda$$

зависит только от абсолютной температуры T и изображается площадью под кривой на рис. 3.

Закон Стефана-Больцмана. Излучательность абсолютно черного тела прямо пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры

$$E_T = \sigma T^4, \quad (5)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$ – постоянная Стефана-Больцмана.

При повышении температуры тела максимум излучения смещается в сторону меньшей длины волны в соответствии с законом смещения Вина: *длина волны, на которую приходится максимум излучения, обратно пропорциональна абсолютной температуре:*

$$\lambda_m = \frac{b}{T}. \quad (6)$$

Законы (4), (5), (6) могут быть использованы для исследования связи излучения и температуры, в частности, в пирометрии, для измерения температуры нагретых тел по их излучению. Температуру, рассчитанную из закона (5) по измеренной излучательности тела, называют радиационной.

Радиационная температура – это температура абсолютно черного тела, имеющего такую же излучательность, как и данное тело. Для абсолютно черного тела радиационная температура совпадает с истинной, для всех других тел она ниже истинной.

Цветовой температурой можно характеризовать святящиеся тела, имеющие хорошо выраженный максимум в спектре излучения. Можно определить λ_m по спектру испускания тела и найти цветовую температуру по формуле (6). Опытные металлурги определяют температуру материала по цвету нагретой детали с точность до десятков градусов. Нагретое тело начинает светиться при температуре 500°C и имеет темно-вишневый цвет. При дальнейшем нагреве свечение тела становится желтым, затем белым и при температурах свыше 7000° – голубым. Цветовая температура ламп накаливания – 2700 К , фотоламп – 3300 К . Дневному свету соответствует температура $5000\text{--}6000 \text{ К}$. Цветовая температура 12000 К соответствует цвету синего неба.

Температура светящегося тела может быть также измерена по яркости излучения тела в определенном диапазоне длин волн. Для определения этой, так называемой яркостной, температуры добиваются одинаковой яркости

свечения нити эталонной лампы и исследуемого тела. Их температуры можно считать равными, если у них одинаковые поглощательные способности. Температуру нити эталонной лампы определяют по току накала. Яркостная температура определяется с помощью оптического пирометра.

Для абсолютно черного тела радиационная, цветовая и яркостная температуры совпадают с истинной температурой светящегося тела.

Вопросы и задачи

1. Лучи света падают на непрозрачное тело и поглощаются. Исчезает ли энергия этих лучей?

2. Почему корабли, отправляющиеся в тропические страны, обычно окрашивают в светлый тон?

3. Красный платок осветили синим светом. Каким будет теперь цвет платка?

4. Испускает ли красные лучи кусок железа, нагретый до белого каления?

5. Какие почвы лучше прогреваются солнечными лучами и быстрее отдают энергию посредством лучеиспускания – черноземные или подзолистые?

6. Почему окна домов днем кажутся темными, то есть темнее стен, даже если стены выкрашены темной краской?

7. На сколько процентов увеличится излучательность абсолютно черного тела, если его абсолютная температура увеличится на 1 %?

8. Температура абсолютно черного тела уменьшилась с 307°C до 17°C . Во сколько раз уменьшилась его излучательность?

9. Какое количество энергии излучает серый шар за 20 с., если максимум излучения энергии приходится на длину волны 600 нм? Радиус шара - 0,1 м, поглощательная способность материала - 0,4.

10. Во сколько раз увеличится мощность излучения абсолютно черного тела, если максимум в его спектре испускания переместится с длины волны 0,6 мкм на длину волны 0,5 мкм?

11. Найти истинную температуру вольфрама, если его радиационная температура - 2200 К, а поглощательная способность - 0,25.

12. Между радиационным пирометром и нагретым телом поместили серый светофильтр, ослабляющий поток световой энергии в 4 раза. Как изменится температура, показываемая пирометром? Изменится ли цветовая температура при введении се-

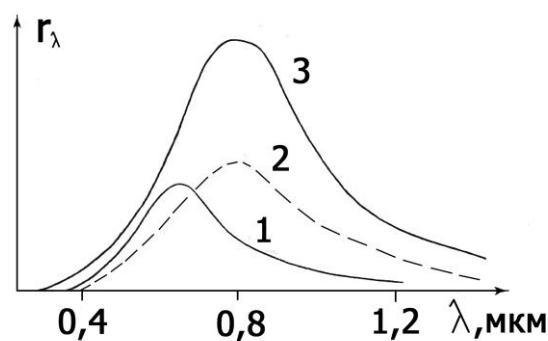


Рис.4

рого светофильтра?

13. На рис. 4 изображены спектры излучения абсолютно черного, серого и цветного тел, нагретых до одинаковой температуры. Укажите, какой график соответствует черному, серому и цветному телу. Какова поглощательная способность серого тела? Какой цвет имеет цветное тело в холодном состоянии при освещении его белым светом?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3-51 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЕРОГО ТЕЛА

Цель работы: экспериментально определить среднюю поглощательную способность a_T вольфрама.

В работе измеряется средняя поглощательная способность вольфрамовой спирали лампы накаливания. Для измерения величины a_T используется закон Кирхгофа. Для серого тела излучательность

$$R_T = a_T \cdot E_T, \quad (1)$$

где E_T – излучательность абсолютно черного тела. Таким образом, чтобы определить a_T , нужно знать излучательности вольфрама R_T и абсолютно черного тела E_T при одинаковой температуре. Величину E_T находят из закона Стефана-Больцмана

$$E_T = \sigma T^4. \quad (2)$$

Температура T измеряется яркостным пирометром. Значение R_T определяется по мощности, подводимой к лампе накаливания. Пусть η – коэффициент, показывающий, какая часть подводимой к лампе энергии расходуется на излучение (остальная часть энергии теряется за счет теплопроводности). Тогда излучаемый лампой поток энергии $\Phi = \eta \cdot N$, где $N = I \cdot U$ – мощность электрического тока в лампе, I и U – величины тока и напряжения на лампе. Поток световой энергии, рассчитанный на единицу поверхности спирали, дает искомую излучательность вольфрама

$$R_T = \frac{\Phi}{S} = \frac{\eta \cdot N}{S} = \frac{\eta \cdot I \cdot U}{S}, \quad (3)$$

где S – площадь поверхности спирали. Подставляя (2) и (3) в (1), получим

$$\frac{\eta \cdot I \cdot U}{S} = a_T \cdot \sigma T^4, \text{ откуда}$$

$$a_T = \frac{\eta \cdot I \cdot U}{S \cdot \sigma \cdot T^4} \quad . \quad (4)$$

Значения η и S даны на макетах. Остальные величины определяются на опыте. Поскольку η и S постоянны для данной установки и σ – постоянная Больцмана, то входящее в (4) выражение $\eta/S \cdot \sigma = B$ – некоторая постоянная, которую можно вычислить один раз. Окончательная расчетная формула:

$$a_T = B \frac{I \cdot U}{T^4} \quad . \quad (5)$$

Описание установки

В работе используется яркостный оптический пирометр. Для определения температуры вольфрамовой спирали лампы накаливания при помощи оптического пирометра добиваются одинаковой яркости градуированной эталонной лампы и яркости излучения вольфрамовой спирали. Температуру нити эталонной лампы, находящейся в трубе пирометра, показывает гальванометр, отградуированный по температурной шкале Цельсия. Верхняя шкала гальванометра предназначена для измерения температуры в пределах 700-1400⁰С без использования дымчатого светофильтра, нижняя – для измерения в пределах 1400-2000⁰С при включенном дымчатом светофильтре. На

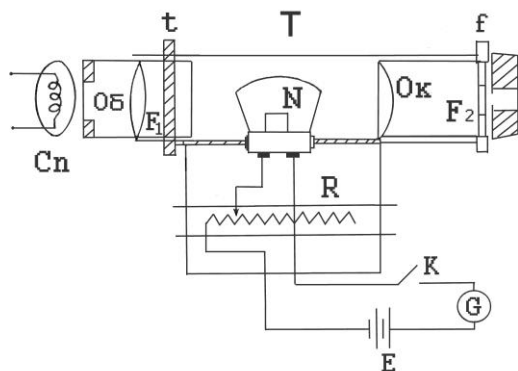


Рис.5

рис. 5 показаны оптический пирометр с его внутренним устройством и размещенная перед ним спираль лампы накаливания. На рисунке Т – зрительная труба; Об – объектив, дающий изображение вольфрамовой спирали; N – эталонная нить накала; F₁ – дымчатый светофильтр; t – никелированное кольцо включения дымчатого светофильтра; Ок – окуляр, в который рассматриваются эталонная нить накала и вольфрамовая спираль; F₂ –

красный светофильтр, пропускающий свет с длиной волны $\lambda = 0,65$ мкм; f – кольцо включения красного светофильтра; R – реостат накала эталонной лампы; G – гальванометр, шкала которого проградуирована в градусах Цельсия; Е – аккумулятор для питания эталонной лампы; К – ключ питания эталонной лампы; Сп – спираль лампы накаливания.

Фокусировку изображения нити накала эталонной лампы производят с помощью окуляра Ок. Четкое изображение вольфрамовой спирали в одной

плоскости с нитью накала получают с помощью объектива Об, при этом

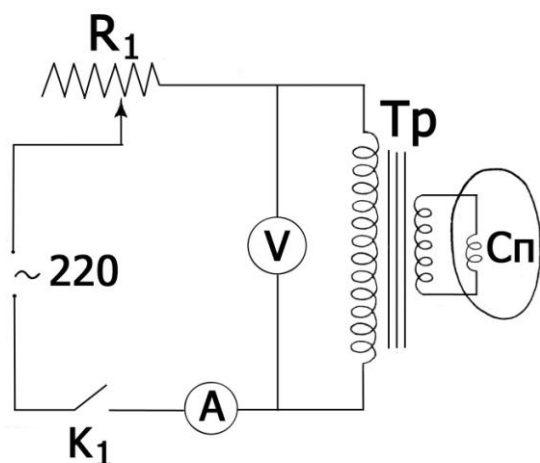


Рис.6

нить накала и вольфрамовая спираль видны одинаково резко. Поворотом кольца на корпусе пирометра, которое связано с подвижным контактом реостата накала, регулируют яркость эталонной лампы так, чтобы верхняя и средняя части петли нити накала эталонной лампы были не темнее и не светлее накаливаемой вольфрамовой спирали. Яркость нити эталонной лампы зависит от ее температуры, которая, в свою очередь, определяется величиной тока накала, поэтому по гальванометру с температурной шкалой можно сразу

определить температуру нити эталонной лампы, а следовательно, и температуру спирали вольфрамовой лампы. Схема питания вольфрамовой лампы приведена на рис. 6.

Порядок выполнения работы

1. Электрическая схема питания оптического пирометра и вольфрамовой лампы собрана заранее. Следует разобраться в схеме и получить разрешение преподавателя на включение.

2. Убедиться, что дымчатый светофильтр отключен, то есть пирометр измеряет температуру в пределах от 700 до 1400⁰С. Красный светофильтр должен быть включен.

3. Включить ключ источника питания эталонной лампочки пирометра и добиться свечения нити накала. Передвижением окуляра получить четкое изображение нити эталонной лампочки.

4. Включить питание вольфрамовой лампы и довести реостатом R напряжение на первичной обмотке трансформатора до значения, непосредственно указанного на рабочем столе.

5. Передвижением объектива или дополнительной линзы получить четкое изображение спирали лампы совместно с нитью эталонной лампы (окуляр не трогать). Дополнительная линза используется для фокусировки изображения исследуемой спирали, поскольку спираль расположена близко к объективу.

6. Установить наименьшее напряжение питания лампы из указанных на установке или заданных преподавателем. Вращая кольцо реостата на пирометре, медленно повышать температуру нити накала эталонной лампы, пока нить не станет чуть светлее спирали, и отметить температуру. Затем мед-

ленно понижать температуру нити, пока она не станет чуть темнее спирали. В среднем между этими положениями реостата нить накала должна иметь одинаковую со спиралью яркость. При этом на более темных частях спирали нить эталонной лампочки чуть светлее спирали, а на более ярких частях – чуть темнее.

7. Произвести отсчеты температуры по верхней шкале гальванометра в градусах Цельсия и значений напряжения и тока по вольтметру и амперметру. Температуру перевести в Кельвины.

8. Измерения следует повторить не менее пяти раз, увеличивая каждый раз при помощи реостата напряжение на первичной обмотке трансформатора согласно заданию преподавателя.

9. Результаты измерений занести в таблицу 1.

Таблица 1

№ п/п	Измеряемые величины									Погрешности. Результат
	U В	I А	N Вт	t °С	T К	T^4	a_T	Δa_T	$(\Delta a_T)^2$	
1										
2										
3										
4										
5										
Средн.	X	X	X	X	X	X		$S_a^2 =$		$a_T =$

10. Постоянные для данной установки – коэффициент полезного действия η , площадь спирали S , постоянная Стефана-Больцмана σ и расчетная величина B - занести в таблицу 2.

Таблица 2

η	$S, \text{см}^2$	$\sigma, \text{Вт/м}^2\text{К}^4$	B

11. Рассчитать a_T по формуле (5) для каждого значения напряжения. Найти окончательный результат и его погрешность, как это делается при многократных косвенных измерениях.

ТЕМА 3-6. ФОТОЭФФЕКТ

Явление фотоэффекта состоит в том, что под воздействием света из ряда веществ вырываются электроны. Под термином “свет” понимают как видимые, так и невидимые участки электромагнитного спектра – инфракрасное, ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма излучение. Если вырванные электроны вылетают за пределы тел, явление называется внешним фотоэффектом. Если же электроны под действием света не покидают пределов тела, а меняют свое энергетическое состояние (например, переходят из валентной зоны в зону проводимости), то явление носит название внутреннего фотоэффекта. Фотоэффект открыт в 1887 году Г. Герцем. Количественные закономерности внешнего фотоэффекта были установлены А. Г. Столетовым, работы которого позволили сформулировать основные законы внешнего фотоэффекта:

1. Количество электронов, вырываемых светом с поверхности металла за единицу времени, прямо пропорционально падающему световому потоку (при неизменном спектральном составе излучения).
2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от падающего светового потока.
3. Если частота света меньше некоторой определенной для данного вещества минимальной частоты ν_{min} , то фотоэффект не происходит (красная граница фотоэффекта).

Вакуумный фотоэлемент представляет собой диод, содержащий фотокатод и анод. Из фотокатода свет выбивает электроны, которые при положительном напряжении на аноде притягиваются к нему, и возникает фототок. При достаточно большом напряжении на аноде все выбиваемые из фотокатода электроны достигают анода и фототок достигает насыщения. Измеряя ток насыщения можно определить число электронов, выбиваемых за единицу времени.

При нулевом напряжении на аноде часть выбитых электронов по инерции движется к аноду и в цепи течет небольшой ток. Чтобы полностью прекратить фототок, необходимо подать на анод некоторое отрицательное (задерживающее) напряжение. Оно пропорционально максимальной кинетической энергии выбитых электронов.

Законы фотоэффекта могут быть объяснены только на основе квантовой теории света, согласно которой свет излучается, распространяется в пространстве и поглощается веществом в виде отдельных квантов электромагнитного излучения (фотонов). Энергия кванта ε_ϕ зависит только от частоты света ν , $\varepsilon_\phi = h\nu$, где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – *постоянная Планка*. Фотоны обладают массой $m_\phi = h\nu/c^2$ и импульсом $p_\phi = m_\phi \cdot c = h\nu/c = h/\lambda$.

Для монохроматического света поток световой энергии $\Phi = \Delta W / \Delta t$ пропорционален числу квантов N , пролетающих через данную площадку в единицу времени:

$$\Phi = N h \nu$$

При фотоэффекте электроны выбиваются отдельными квантами, при этом только несколько процентов падающих фотонов выбивают электроны. Квант при этом исчезает, отдавая всю энергию электрону.

Для внешнего фотоэффекта справедливо уравнение Эйнштейна, выражающее закон сохранения энергии при фотоэффекте:

$$h\nu = A + \frac{mv_m^2}{2}$$

– энергия светового кванта расходуется на работу выхода электрона из вещества A и сообщение вылетевшему электрону кинетической энергии.

Уравнение Эйнштейна объясняет как линейную зависимость энергии выбитых электронов от частоты света, так и существование красной границы фотоэффекта, которая определяется равенством энергии фотона работе выхода электрона:

$$h\nu_{\text{кр}} = A \quad \text{или} \quad \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}} = A$$

Полупроводники

В изолированном атоме энергия электрона может принимать только дискретный ряд значений, называемых уровнями энергии. При образовании твердого кристаллического тела из изолированных атомов каждый атомный уровень расщепляется на большое число близко расположенных (по энергии) уровней, образующих энергетическую зону. Соседние уровни в зоне мало отличаются по энергии, число уровней очень велико (сравнимо с числом атомов в твердом теле).

Разрешенные значения энергии валентных электронов в кристалле объединяются в валентную зону, которая полностью или частично заполнена. Выше лежат незаполненные зоны. Зоны разделены промежутками, в которых разрешенных значений энергии нет. Эти промежутки называют запрещенными зонами.

Электроны подчиняются принципу запрета Паули: на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, причем

собственные моменты (спины) электронов, занимающих один и тот же уровень, должны иметь противоположные направления.

При абсолютном нуле температур энергия кристалла минимальна, валентные электроны заполняют попарно (в соответствии с принципом Паули) нижние уровни валентной зоны. Более высокие разрешенные зоны свободны от электронов. В зависимости от степени заполнения валентной зоны электронами и ширины запрещенной зоны W возможны случаи, показанные на рис.1.

Если электроны заполняют валентную зону не полностью (рис.1а), то достаточно сообщить электронам небольшую энергию, чтобы перевести их на более высокие уровни. Эту энергию может сообщить, в частности, электрическое поле, то есть электроны могут ускоряться электрическим полем, приобретая дополнительную энергию. Кристалл с такой структурой энергетиче-

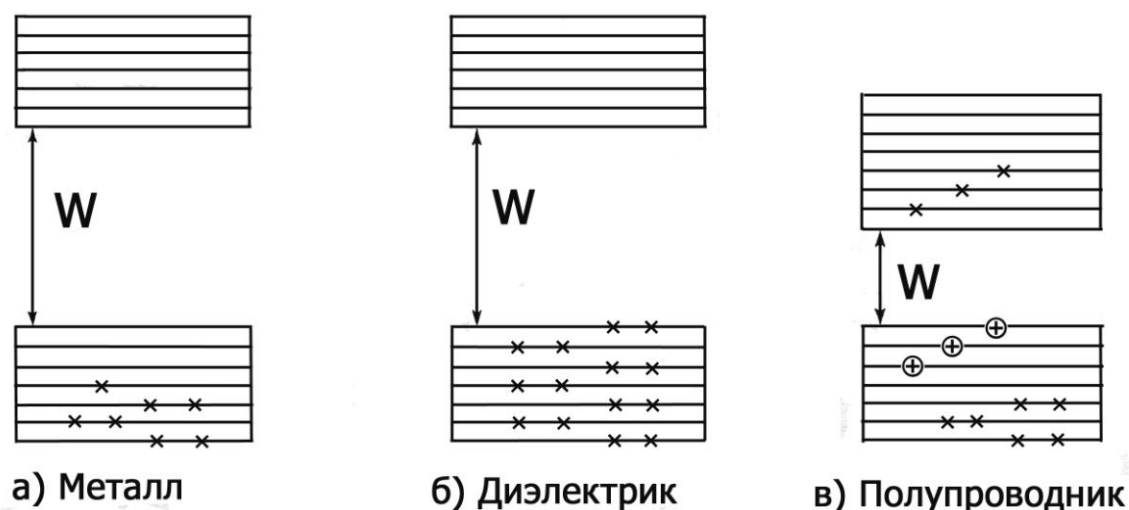


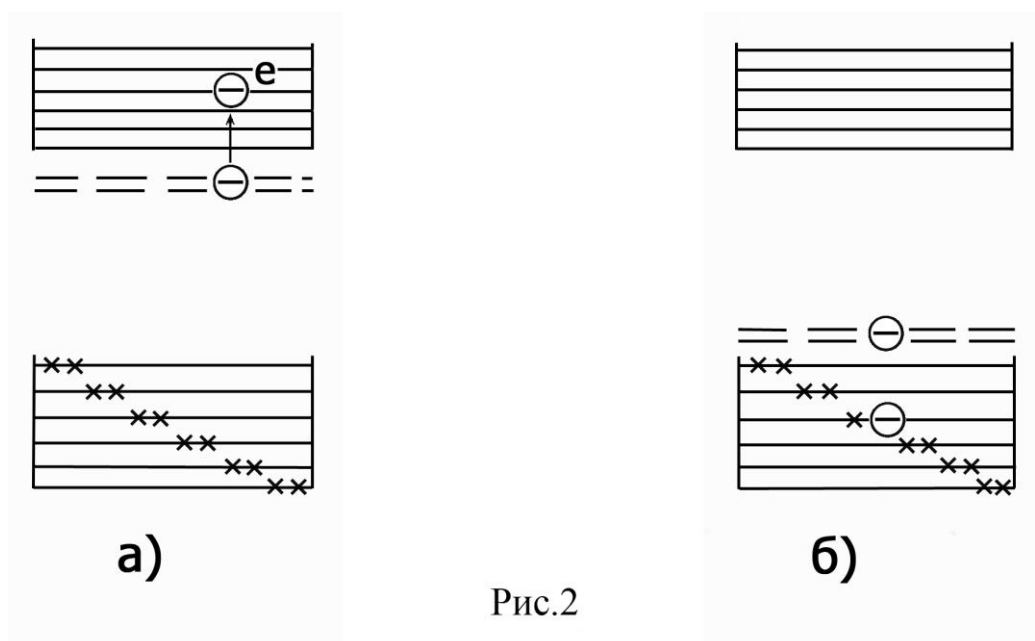
Рис.1

ских зон хорошо проводит электрический ток и представляет собой проводник. Именно такая схема энергетических зон характерна для металлов. Частично заполненная валентная зона называется зоной проводимости.

В случаях, показанных на рис. 1б и 1в., уровни валентной зоны полностью заняты электронами (то есть зона заполнена). Чтобы увеличить энергию электрона, необходимо сообщить ему энергию не меньшую, чем ширина запрещенной зоны. Если электрон получит такую энергию и попадет в свободную зону, то он сможет перемещаться в этой зоне. Свободная зона для такого электрона окажется зоной проводимости.

Если ширина запрещенной зоны W составляет 3 – 10 эВ, то электрон не может получить такую энергию ни от электрического поля, ни за счет теплового движения, поэтому не может попасть в зону проводимости. В этом случае кристалл является изолятором (рис.1б).

Если ширина запрещенной зоны меньше 3 эВ, то энергии теплового движения достаточно, чтобы небольшая часть электронов перешла в верхнюю свободную зону. Материалы с такой структурой зон называются полупроводниками (рис. 1в). Проводимость полупроводников, вызванная наличием электронов в зоне проводимости, называется электронной проводимостью или проводимостью n-типа. На месте ушедших из валентной зоны в зону проводимости электронов возникают вакантные уровни – дырки. Под действием внешнего электрического поля электроны валентной зоны могут переходить на вакантные уровни, при этом также возникает электрический ток. Движение электронов в валентной зоне можно рассматривать как движение дырок, ведущих себя подобно частицам с положительным зарядом. Проводимость полупроводника, обусловленную перемещением дырок, называют дырочной проводимостью или проводимостью p – типа. В чистом (без примесей) полупроводнике концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне одинаковы, такой полупроводник называется собственным полупроводником. Концентрация электронов и дырок, а следовательно, и проводимость собственного полупроводника зависят от его температуры.



Если при синтезе в полупроводник вводить специальные вещества, то можно менять концентрацию носителей тока (электронов и дырок) в полупроводнике. Донорные примеси отдают электроны в зону проводимости и увеличивают электронную (n-типа) проводимость полупроводника, получается примесный полупроводник n – типа (рис.2а). Акцепторные примеси забирают электроны из валентной зоны и увеличивают концентрацию дырок, получается примесный полупроводник p – типа (рис.2б).

Если привести в контакт дырочный и электронный полупроводники, то граница между ними называется p – n – переходом (рис. 3). В области p-n –

перехода происходит процесс диффузии электронов из полупроводника n – типа в полупроводник p – типа, а дырок – в обратном направлении. При этом полупроводник n – типа заряжается положительно, а p – типа – отрицательно. Вследствие появления на границах области p – n – перехода некомпенсированного электрического заряда (двойного электрического слоя) возникает внутреннее электрическое поле E_v , которое препятствует диффузии. В результате область p – n – перехода обеднена дырками и электронами, а существующее в ней внутреннее электрическое поле препятствует дальнейшей диффузии электронов и дырок.

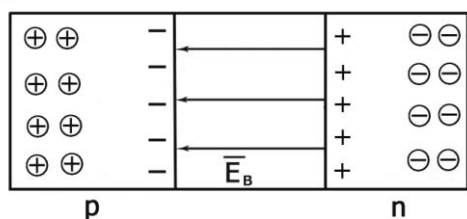


Рис.3

p – n – переход обладает односторонней проводимостью. Приложим к переходу напряжение такого направления, чтобы “+” был подключен к p – области, а “--” был подключен к n – области (прямое направление). Более сильное внешнее электрическое поле будет направлено против внутреннего, электроны и дырки будут двигаться навстречу друг другу к p – n – переходу. Вблизи перехода электроны и дырки рекомбинируют, на место исчезающих носителей тока приходят новые, по цепи течет электрический ток. При прохождении через p – n – переход тока в прямом направлении сопротивление перехода мало, это направление называют пропускным.

Если к p –области приложить “--” напряжения, а к n –области “+”, то внешнее электрическое поле будет усиливать действие внутреннего поля, обедненная носителями область будет расти, электрический ток при этом протекать не будет.

Внутренний фотоэффект в полупроводниках

В полупроводниках возможен внутренний фотоэффект – перераспределение электронов по энергетическим уровням под действием света. Если энергия кванта $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны W , то поглотивший квант электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, появляется дополнительная пара носителей тока – электрон и дырка (фотоэлектрон и фотодырка), что приводит к возрастанию электропроводности полупроводника. Возникает фотопроводимость (добавочная проводимость, приобретенная полупроводником при облуче-

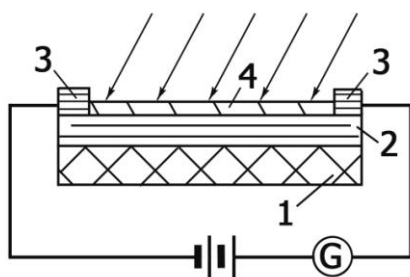


Рис.4

нания. Возникает фотопроводимость (добавочная проводимость, приобретенная полупроводником при облуче-

нии светом).

Зависимость фотопроводимости полупроводников от освещенности используется в фотосопротивлениях (фоторезисторах). На рис. 4 показана схема одного из типов фотосопротивлений. Оно состоит из тонкого полупроводникового слоя 2, нанесенного на изолирующую подложку 1, металлических электродов 3, посредством которых фотосопротивление включается в цепь, и защитного лакового покрытия 4. Фотосопротивления обладают высокой чувствительностью и миниатюрностью, что позволяет использовать их для регистрации и измерения слабых световых потоков.

В полупроводниках с р-п-переходом при освещении возникает электродвижущая сила – фотоЭДС. Как уже было объяснено ранее, на р-п-переходе существует контактная разность потенциалов и внутреннее электрическое поле, препятствующее диффузии основных носителей тока (дырок в р-области и электронов в п-области) через него. Эта контактная разность потенциалов, однако, не приводит к появлению ЭДС, так как сумма контактных разностей потенциалов в замкнутой цепи равна нулю при одинаковой температуре всех контактов. При освещении р-п-перехода светом квант переводит электрон (если $h\nu > W$) из валентной зоны в зону проводимости и создается пара носителей тока – электрон проводимости и дырка. Электрическое поле, существующее в зоне перехода, разделяет их, перемещая

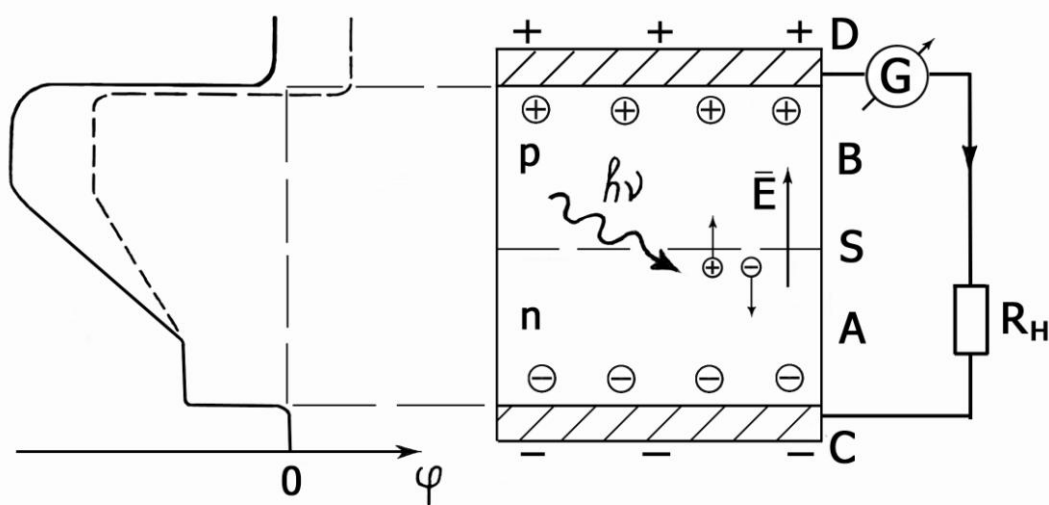


Рис.5

электрон в п-область, а дырку - в р-область. При этом внутреннее поле совершает работу. В результате перемещения электронов в п-область, а дырок - в р-область уменьшается положительный заряд п-области и отрицательный заряд р-области, что приводит к понижению контактной разности потенциалов р-п-перехода и появлению разности потенциалов между электродами, нанесенными на п- и р-области. Электрод, соединенный с п-областью, приобретает отрицательный потенциал, а соединенный с р-областью – положи-

тельный (рис. 5). Таким образом, при освещении р – п – перехода в нем возникает фото ЭДС. На рис. 5 показано также распределение потенциала на р-п-переходе с учетом скачков потенциала между электродами С, Д и полупроводником в темноте (сплошная кривая) и при освещении (пунктирная кривая).

Освещение р-п-перехода вызывает появление фотогенерируемого тока через р-п-переход. Если соединить электроды С и Д проводником, то фотогенерируемый ток частично идет через внешнюю цепь. Такие полупроводниковые приборы называют фотодиодами, фотоэлементами с р-п-переходом или вентильными твердыми фотоэлементами с запирающим слоем. Таким образом, в фотоэлементах с р-п-переходом осуществляется преобразование световой энергии непосредственно в электрическую. При не очень больших значениях освещенности и малых значениях сопротивления нагрузки сила фототока пропорциональна падающему на фотоэлемент световому потоку. На этом основано действие электрических фотометров (в частности, фотоэкспонетров). Важной характеристикой фотоэлемента является его КПД – доля световой энергии, преобразованной в электрическую. У промышленных образцов при высокой надежности и длительном сроке эксплуатации он достигает 25 %, у лабораторных -- 40 %. Такие характеристики позволяют использовать фотоэлементы на солнечных электростанциях и в солнечных батареях.

Кроме фотодиодов, изготовленных из одного полупроводникового материала с добавлением донорных и акцепторных примесей, существуют фотоэлементы из разнородных материалов. Таким является широко используемый селеновый фотоэлемент. Он обладает спектральной зависимостью чувствительности, близкой к зависимости человеческого глаза. Он изготавливается следующим образом. На один из электродов – железную пластинку – наносится слой из полупроводника селена, имеющего дырочную проводимость. После обработки на границе между селеном и железом возникает р-п-переход, позволяющий электронам проходить только в одном направлении – от селена к железу. Поверх селена наносится тонкий прозрачный слой металла, играющий роль второго электрода. При освещении фотоэлемента через прозрачный электрод возникает фото ЭДС.

Отметим, что в р-п-переходе возможно не только поглощение света, приводящее к образованию носителей заряда и возникновению фото ЭДС, но и испускание света при рекомбинации электронов и дырок. При пропускании через р-п-переход тока в прямом направлении у многих полупроводников рекомбинация носит безизлучательный характер, при этом выделяющаяся при рекомбинации энергия передается решетке кристалла, то есть превращается в теплоту. Однако у ряда прозрачных полупроводников (например GaAs, InAs и др.) рекомбинация является излучательной, то есть энергия при рекомбинации выделяется в виде квантов излучения – фотонов. Поэто-

му у таких полупроводников пропускание через р-п-переход тока в прямом направлении сопровождается свечением области перехода. Это явление используется для создания *светодиодов*, которые в настоящее время находят чрезвычайно широкое применение. Излучение света при прохождении тока через р-п-переход используется также в *полупроводниковых лазерах*.

Вопросы и задачи

1. Какие физические величины необходимо знать для определения чувствительности фотоэлемента в данной работе?

2. Как зависит величина фототока от расстояния между источником света и фотоэлементом?

3. Фотоэлемент размером $2 \times 2 \text{ см}^2$ освещается лампой 100 кд. Определить световой поток, падающий на фотоэлемент, если он находится на расстоянии 2 м от лампы.

4. Каким образом можно увеличить величину фототока?

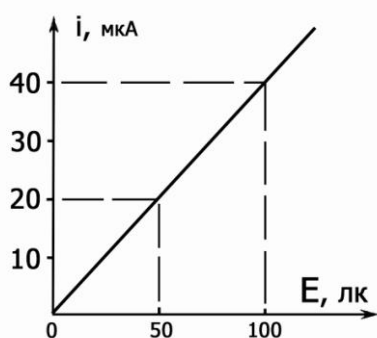


Рис. 6

5. На рис. 6 приведена градуировочная кривая фотоэлемента. Когда лампа находилась на расстоянии 0,5 м от фотоэлемента, фототок оказался равен 40 мкА. Определить освещенность фотоэлемента и силу света лампы. Свет падал на фотоэлемент нормально.

6. Дан фотоэлемент с чувствительностью 500 мкА/лм, его градуировочная кривая приведена в задаче 5. Найти площадь фотоэлемента.

7. Фоторезистор, имеющий в темноте сопротивление 25 кОм, включили в цепь последовательно с сопротивлением 5 кОм. Когда фоторезистор осветили, сила тока в цепи возросла в 4 раза при том же напряжении. Во сколько раз уменьшилось сопротивление фоторезистора?

8. Фотоны с длиной волн $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $0,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ поглощаются электронами в валентной зоне полупроводника с шириной запрещенной зоны $1,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Перейдут ли электроны в зону проводимости?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-61

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ СВЕТА ИСТОЧНИКА С ПОМОЩЬЮ ФОТОДИОДА

Цель работы: градуировка и определение чувствительности фотодиода, определение силы света электрической лампы.

Свет оказывает действие на тела благодаря тому, что он переносит энергию. Для восприятия световой энергии особое значение имеет глаз, поэтому представляет интерес не полная энергия, переносимая световой волной, а та ее часть, на которую реагирует глаз. Очень длинные (инфракрасные и радиоволны) и очень короткие (ультрафиолетовое и рентгеновское излучение) вообще не воспринимаются глазом. Наиболее чувствителен глаз к зеленым лучам. Поэтому практически важно знать не просто количество световой энергии, регистрируемое измерительными приборами, а величину, характеризующую воздействие света на глаз. Такой величиной является световой поток Φ . *Световым потоком* называют проходящую через некоторую поверхность в единицу времени световую энергию, оцениваемую по зрительному ощущению. Силой света I источника называется отношение светового потока Φ к телесному углу Ω , в котором этот поток распространяется:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}.$$

Для точечного источника (источник света называется точечным, если его размеры много меньше расстояний, на которых оценивается его действие, и если он излучает во все стороны равномерно) полный телесный угол равен 4π ср (стерадиан), поэтому

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}.$$

В Международной системе единиц основной является единица силы света, называемая канделой (кд). За единицу светового потока в СИ принят люмен (лм). Люмен равен световому потоку, испускаемому точечным источником в телесном угле 1 ср при силе света 1 кд:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}.$$

Освещенностью E называется световой поток, падающий на единицу площади

$$E = \frac{\Phi}{S}.$$

Единицей освещенности является люкс (лк). Люкс равен освещенности поверхности площадью 1 м^2 при падающем на нее световом потоке 1 лм.

Освещенность поверхности, создаваемая точечным источником силой света I , удаленным на расстояние r от освещаемой поверхности, равна

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2},$$

где α – угол падения лучей на освещаемую поверхность (измеряется между лучом и перпендикуляром, восстановленным в точке падения луча на поверхность).

Градуировка фотоэлемента состоит в получении зависимости фототока от освещенности поверхности фотоэлемента. Графическая зависимость фототока от освещенности обычно представляет собой почти прямую линию, проходящую через начало координат.

Чувствительностью фотоэлемента b называется отношение величины фототока i (в А или мкА) к световому потоку, падающему на фотоэлемент

$$b = \frac{i}{\Phi}.$$

Зная освещенность E поверхности фотоэлемента и площадь его поверхности S , можно определить падающий на фотоэлемент поток по формуле

$$\Phi = E \cdot S.$$

Схема установки для выполнения работы показана на рис.7. В качестве источника света используется электрическая лампа, которая может работать

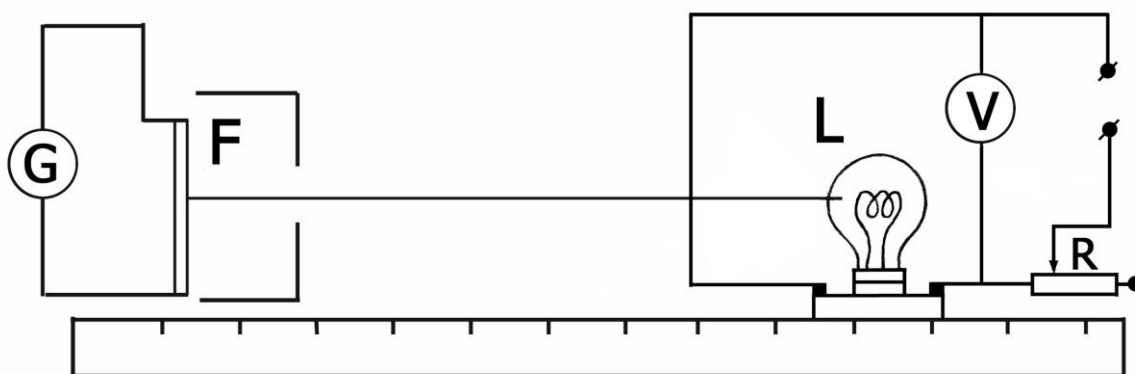


Рис.7

в двух режимах – в режиме эталонной лампы с известной силой света $I_{\text{эт}}$ и в режиме лампы с неизвестной силой света. Для регулирования напряжения на лампе в схеме имеется реостат. Величины необходимых напряжений, значения $I_{\text{эт}}$ и геометрические параметры фотоэлемента заданы на установке.

Порядок выполнения работы

1. Градуировка фотоэлемента.

Для построения градуировочной кривой необходимо произвести измерение фототока не менее чем в 6-8 точках, перемещая лампочку последовательно с наибольшего расстояния от фотоэлемента до расстояния 0,2 м. Затем передвигают лампочку в обратном направлении и при тех же расстояни-

ях, снова записывают фототоки. По двум значениям фототока (при прямом и обратном отсчете) для каждой точки вычисляют среднее значение фототока i_{cp} . Результаты измерений заносят в таблицу 1. Полагая угол падения $\alpha=90^\circ$, можно для всех измеренных расстояний вычислить освещенность поверхности фотоэлемента по формуле (1).

Таблица 1

№ п/п	И з м е р я е м ы е в е л и ч и н ы										Погрешности и результат
	r м	r^2 м ²	i_1 мкА	i_2 мкА	i_{cp} мкА	E лк	Φ лм	b мкА/лм	Δb	$(\Delta b)^2$	
1.											$\Delta b =$
2.											
...											
сред.	х	хх	х х	х х х	х х	х х	х х		$S_b^2 =$		$b =$

Градуировочный график строится на миллиметровой бумаге. Значения освещенности откладываются по оси абсцисс, значения фототока – по оси ординат.

2. Определение чувствительности фотоэлемента.

Световой поток и чувствительность фотоэлемента вычисляются для каждого отдельного измерения и заносятся в таблицу 1. Затем определяется среднее значение и погрешность чувствительности.

3. Определение силы света лампы накаливания.

Заменяя эталонную лампу источником неизвестной силы света, измеряют фототоки при пяти положениях этого источника (значения расстояний берутся в том же интервале, что и при построении градуировочной кривой). По этой кривой определяют значения освещенности, соответствующие измеренным фототокам, затем находят искомую силу света по формуле:

$$I = \frac{E \cdot r^2}{\cos \alpha}.$$

Измерение фототоков проводят по методике, описанной в пункте 1. Из вычисленных значений силы света берут среднее значение. Результаты и расчеты вносятся в таблицу 2.

Таблица 2

№ п/п	И з м е р я е м ы е в е л и ч и н ы									Погрешности и результат
	r м	r^2 м ²	i_1 мкА	i_2 мкА	i_{cp} мкА	E лк	I кд	ΔI_i	$(\Delta I_i)^2$	
1.										$\Delta I =$
2.										
...										
сред.	х	х	х х	х х	х х х	х		$S^2 =$		$I =$ кд

ТЕМА 3-7 СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Спектры

Простейшей волной является монохроматическая (гармоническая), т.е. волна с определенной длиной λ и частотой ν . Интенсивность световой волны принято описывать с помощью *потока световой энергии* $\Phi = \Delta W / \Delta t$ – энергии, переносимой волной за единицу времени. Но большинство электромагнитных волн, встречающихся в природе, не являются монохроматическими – они состоят из набора волн с разными длинами. *Спектр волны – это распределение энергии по длинам волн.*

Простейшим спектром является *линейчатый спектр*: в этом случае волна является суперпозицией нескольких монохроматических волн, т.е. полный световой поток:

$$\Phi = \sum \Phi(\lambda_i) , \quad (1)$$

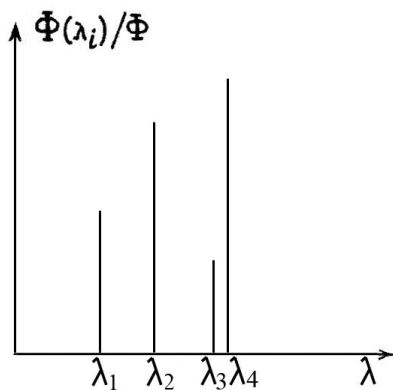


Рис.1

где $\Phi(\lambda_i)$ – потоки энергии отдельных монохроматических составляющих. Линейчатый спектр полностью описывается заданием длин волн λ_i монохроматических составляющих и их абсолютной $\Phi(\lambda_i)$ или относительной $\Phi(\lambda_i)/\Phi$ интенсивности. Пример линейчатого спектра приведен на рис. 1. Каждая монохроматическая составляющая линейчатого спектра называется спектральной линией.

Но существуют источники света, в излучении которых присутствуют все длины волн из достаточно широкой области. Спектр такого излучения называется *сплошным*. Для его описания разобьем всю область длин волн на элементарные (малые) интервалы $(\lambda_i + \Delta\lambda_i)$. Тогда можно представить полный поток энергии Φ как сумму практически монохроматических потоков $\Delta\Phi(\lambda_i)$:

$$\Phi = \sum \Delta\Phi(\lambda_i) , \quad (1)$$

где $\Delta\Phi(\lambda_i)$ поток энергии в элементарном интервале $(\lambda_i + \Delta\lambda_i)$. Очевидно, что для малых $\Delta\lambda$ этот элементарный поток пропорционален величине интервала, $\Delta\Phi(\lambda) = \varphi(\lambda)\Delta\lambda$. Тогда (1) принимает вид:

$$\Phi = \sum_i \varphi(\lambda_i)\Delta\lambda_i \rightarrow \int \varphi(\lambda)\Delta\lambda. \quad (2)$$

Сплошной спектр принято описывать *спектральной плотностью потока* световой энергии $\varphi(\lambda) = \Delta\Phi(\lambda)/\Delta\lambda$. Пример сплошного спектра приведен на рис. 2 (кривая 1). Спектральные линии всегда имеют конечную

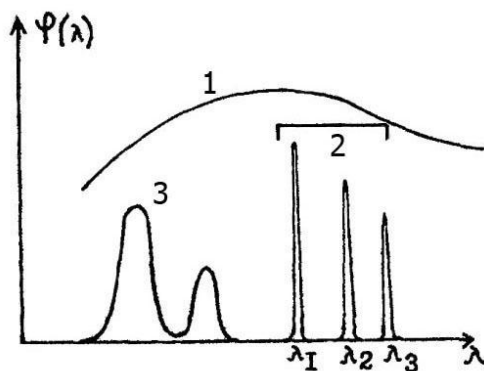


Рис.2

ширину, и им соответствует спектральная плотность в виде очень узких пиков рис. 2 (кривые 2).

Возбужденные атомы (одноатомные газы He, Ne, а также пары металлов – Na, Hg) излучают *линейчатые спектры*.

Возбужденные молекулы и кристаллы излучают *полосатые спектры*. Здесь излучение сосредоточено на отдельных интервалах длин волн в виде

спектральных полос, как это показано на рис. 2, спектр 3.

Накаленные твердые тела излучают *сплошной спектр* типа, изображенного кривой 1 на рис. 2.

Спектр света, непосредственно испущенного источником, называется *спектром испускания*. При отражении, рассеивании, прохождении света через прозрачные среды спектральный состав изменяется. Это хорошо видно на примере солнечного света. Атмосфера сильно рассеивает сине-голубые лучи, поэтому цвет неба становится синим, а прямой солнечный свет несколько желтеет. Наблюдаемая окраска тел при освещении их белым светом объясняется зависимостью коэффициента отражения от длины волны.

Для прозрачных тел выполняется *закон поглощения Бугера*:

$$\partial\Phi = -\gamma\Phi\partial x. \quad (3)$$

Поток $\partial\Phi$, поглощенный элементарным слоем ∂x , пропорционален падающему на слой потоку Φ и толщине слоя ∂x . Знак "–" означает, что поток Φ уменьшается. Закон (3) легко интегрируется. Получаем закон Бугера в интегральной форме:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\gamma x}, \quad (4)$$

где Φ_0 - поток, падающий на поверхность тела, а Φ - поток после прохождения слоя толщиной x ; γ - коэффициент поглощения вещества - зависит от рода вещества и длины волны света. Зависимость коэффициента поглощения $\gamma(\lambda)$ от длины волны света называется *спектром поглощения*.

Для изучения спектров поглощения нужно сравнить спектры излучения $\partial\Phi_0(\lambda) = \varphi_0(\lambda)\partial\lambda$, падающего на поглотитель и спектр света $\partial\Phi(\lambda) = \varphi(\lambda)\partial\lambda$, прошедшего через поглотитель. Из (4) следует:

$$\partial\Phi(\lambda) = \partial\Phi_0(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)x}$$

или

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0(\lambda)e^{-\gamma(\lambda)x}. \quad (5)$$

Таким образом, зная спектральные плотности падающего и прошедшего через поглотитель излучения, находим спектр поглощения $\gamma(\lambda)$ из (5):

$$\gamma(\lambda) = \frac{1}{x} \ln \frac{\varphi_0(\lambda)}{\varphi(\lambda)}. \quad (6)$$

Спектр поглощения сильно зависит от температуры и состояния вещества: газообразного, жидкого, твердого. Газообразные вещества имеют линейчатые спектры поглощения, жидкие и твердые вещества – полосатые спектры поглощения.

Строение атома

Согласно модели атома Резерфорда, атомы представляют собой систему, состоящую из тяжелого положительно заряженного ядра размером около 10^{-14} м и вращающихся вокруг него по орбитам электронов. Размер атома порядка 10^{-10} м. Практически вся масса атома сосредоточена в ядре. Заряд ядра $+Ze$, где Z - целое число – номер химического элемента в таблице Менделеева. Количество электронов в атоме также равно Z .

Но модель атома Резерфорда является неустойчивой по законам классической электродинамики. Вращающийся по орбите электрон должен был бы излучать электромагнитные волны и терять свою энергию. Время жизни такого атома не превышало бы 10^{-8} сек. Теория Резерфорда не могла объяснить также линейчатый характер спектров атомов. Таким образом, из устойчивости атома Резерфорда - а модель Резерфорда однозначно следовала из его опытов по рассеиванию α - частиц на атомах - следовало, что электрон в атоме не подчиняется законам классической механики и электродинамики.

В 1913 г. Н.Бор создал первую неклассическую теорию атома. Теория Н. Бора была разработана для водорода и водородоподобных систем, состоящих из

ядра с положительным зарядом Ze (Z – целое число, e – заряд электрона) и одного электрона, движущегося вокруг него.

Примерами таких систем являются однократно-ионизированный гелий (He^+), двукратно-ионизированный литий (Li^{++}) и т.д.

Н.Бор сохранил классический подход для описания поведения электрона в атоме, но добавил *три постулата Бора*.

I. Стационарные состояния.

В атоме существуют стационарные состояния, в которых атом не излучает электромагнитных волн.

II. Квантование момента импульса.

Стационарными состояниями атома являются такие, в которых электрон, двигаясь по круговой орбите, имеет дискретные, квантованные значения момента импульса L , кратные $\hbar = h/2\pi$:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad (7)$$

где $n=1,2,3,\dots,\infty$.

Здесь m – масса электрона, v – его скорость, r – радиус орбиты, h – постоянная Планка.

III. Излучение и поглощение энергии атомом. При переходе атома из одного стационарного состояния в другое атом испускает или поглощает один квант электромагнитной энергии. Энергия излучаемого кванта $h\nu$ равна разности начальной и конечной энергии атома:

$$h\nu = E_n - E_k, \quad (8)$$

где ν – частота излучаемого кванта, n и k – номера (квантовые числа) начального и конечного стационарных состояний ($n, k = 1,2,3,\dots$).

На рис. 3 показана схема переходов в атоме в различные стационарные состояния с испусканием или поглощением энергии.

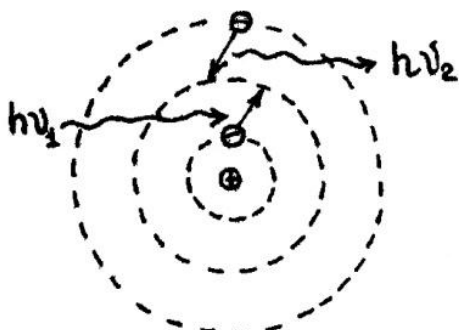


Рис. 3

Электрон в атоме удерживается на круговой орбите кулоновской силой притяжения к ядру, играющей роль центростремительной. По второму закону Ньютона

$$ma_{\text{цс}} = F_{\text{кул}} \quad (9)$$

Подставляя $a_{\text{цс}} = V^2/r$ и $F_{\text{кул}}$, получим:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (10)$$

Здесь ϵ_0 – электрическая постоянная. Уравнение (10) вместе со вторым постулатом Бора (7) определяет радиусы стационарных орбит и скорости электрона на них. Радиусы орбит пропорциональны квадрату квантового числа n ,

$$r_n = n^2 r_1, \quad (11)$$

где $r_1 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2 Z}$ – радиус первой боровской орбиты для иона. Для водорода ($Z=1$) $r_1 = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,528 \text{ \AA}$.

Скорость электрона на орбите обратно пропорциональна квантовому числу n ,

$$v_n = \frac{v_1}{n},$$

где v_1 – скорость на первой боровской орбите. Энергия электрона в атоме состоит из суммы кинетической K и потенциальной U энергии притяжения электрона к ядру ($U < 0$),

$$E = K + U = \frac{mv^2}{2} - \frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (12)$$

С учетом (10) для K получаем:

$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} U. \quad (13)$$

То есть кинетическая энергия электрона в атоме равна половине его потенциальной энергии с обратным знаком.

Учитывая (12) и (13), получаем:

$$E = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (14)$$

С учетом квантования орбит (11) получаем квантование энергии электрона в атоме:

$$E_n = \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{E_{\text{ион}}}{n^2}, \quad (15)$$

где $E_{\text{ион}} = Z^2 m e^4 / 8 h^2 \epsilon_0^2$ – энергия ионизации атома, т.е. минимальная энергия, необходимая для удаления электрона с первой орбиты атома на бесконечность.

Для вычисления длин волн излучения атома используют постоянную Ридберга R , полагая

$$E_{\text{ион}} = Rch . \quad (16)$$

Тогда с учетом (15 и 16) по III постулату Бора (8) получаем:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = Rch \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

и

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) . \quad (17)$$

Это *серийная формула* для спектра атома водорода.

Спектр атома водорода разбивается на *спектральные серии*. К одной серии относятся все линии спектра, излучаемые при переходе электрона на фиксированный конечный уровень со всех вышележащих.

Серия Лаймана ($k=1, n=2,3,4,\dots$).

Серия Бальмера ($k=2, n=3,4,5,\dots$).

Серия Пашена ($k=3, n=4,5,6,\dots$).

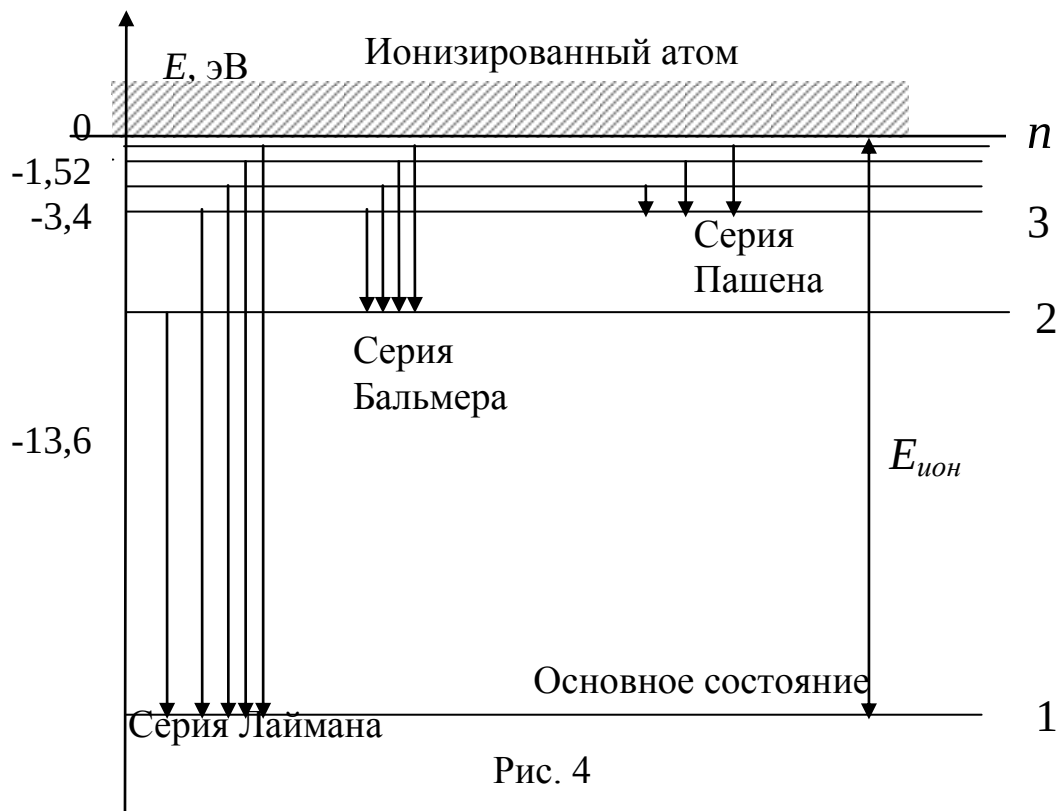


Рис. 4

На рис. 4 показана схема уровней атома водорода. Слева - полная энергия, справа - квантовый номер уровня.

Ионизированный атом – это ядро и отдельно движущийся электрон, который может удаляться как угодно далеко от ядра. Энергия ионизированного состояния положительна (>0) и меняется непрерывно, т.е. спектр энергии – *сплошной*. Энергия ионизированного состояния

$$E_{\infty} = \frac{mv_{\infty}^2}{2}$$

равна кинетической энергии электрона вдали от ядра ($r = \infty$).

Атом водорода может находиться в *связанном* состоянии, в котором электрон движется вблизи ядра по замкнутой орбите. В связанном состоянии энергия атома меньше нуля и квантована, т.е. принимает отдельные дискретные значения в соответствии с формулой (15). Следовательно, *энергетический спектр*, т.е. возможные значения энергии связанных состояний атома, *дискретен*.

Состояние атома с наименьшей энергией ($n = 1$) называется *основным*. Остальные состояния атома ($n > 1$) – *возбужденные*. Время жизни возбужденных состояний ограничено и для свободного атома обычно составляет 10^{-8} с. В течение этого времени атом излучает квант энергии и переходит в состояние с более низкой энергией. Из основного состояния в возбужденное атом может быть переведен только внешним воздействием: при столкновении атомов, электронным ударом, излучением и т.д.

Спектроскоп

При исследовании спектров применяются спектральные приборы. В основе большинства этих приборов лежит использование призм или дифракционных решеток. В призмных спектральных приборах используется явление *дисперсии*, т.е. *зависимость показателя преломления вещества призмы от длины волны света*

$$n = f(\lambda).$$

Это приводит к разложению в пространстве по длинам волн пучка света, попадающего на призму. Устройство простейших призмных приборов можно объяснить с помощью принципиальной схемы, приведенной на рис.5.

Исследуемое излучение от источника света 1 с помощью конденсорной линзы 2 фокусируется на входную щель 3 спектрального прибора. После коллиматора 4 параллельный пучок света попадает на призму 5. Призма поворачивает параллельный пучок света на некоторый угол, зависящий от преломляющего угла призмы и показателя преломления стекла. Так как для различных длин волн излучения показатели преломления призмы различны, то свет с разными длинами волны ($\lambda_1 > \lambda_2$) будет выходить из призмы под

разными углами. После призмы параллельные пучки света с разной длиной волны фокусируются объективом 6 и дают изображение входной щели в его фокальной плоскости 7. Получившийся спектр излучения можно наблюдать визуально, фотографировать или регистрировать на выходе прибора различными фотоприемниками.

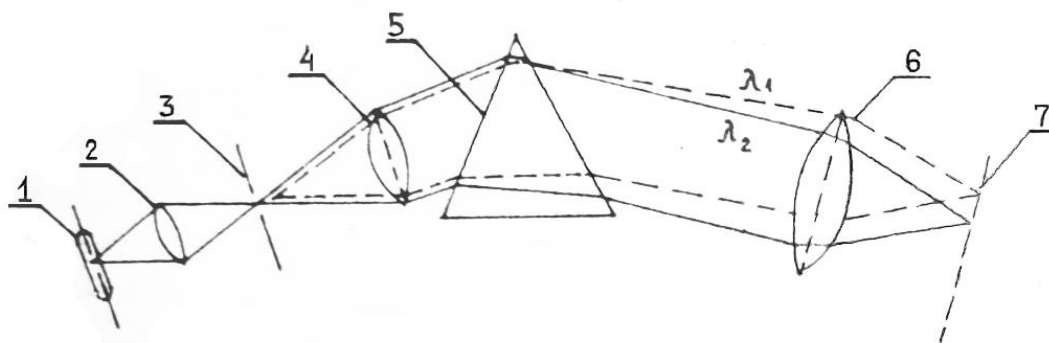


Рис.5

Наряду с призмными широко применяются дифракционные спектральные приборы, в которых в качестве элемента, разлагающего излучение в спектр, используется дифракционная решетка.

Большим преимуществом дифракционных спектральных приборов является практически линейная дисперсия, т.е. линейная зависимость угла отклонения луча от длины волны излучения.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-71

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА

Цель работы

1. Ознакомиться с принципом работы и устройством призмного спектрального прибора монохроматора УМ-2.
2. Построить градуировочную кривую монохроматора.
3. Исследовать спектр излучения водородной газоразрядной лампы.
4. Вычислить по измеренным длинам волн серии Бальмера постоянную Ридберга и рассчитать энергию ионизации атома водорода.

1. Устройство монохроматора УМ-2

Монохроматор УМ-2 предназначен для выделения монохроматических участков спектра в видимой и ближней инфракрасной области в диапазоне длин волн от 380 до 1000 нм. В настоящее время прибор используется со специальной насадкой в качестве спектроскопа.

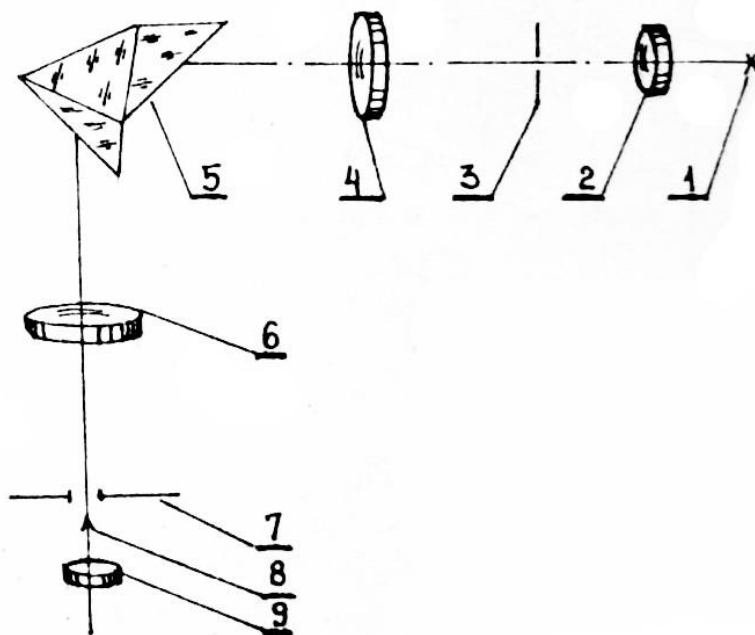


Рис.6

Принципиальная схема монохроматора УМ-2 со спектроскопической насадкой показана на рис. 6 .

Свет от источника 1 фокусируется линзой 2 на входную щель 3 и попадает на коллиматор 4, из которого выходит параллельным пучком. Этот пучок падает на призму призму постоянного отклонения Аббе 5. В монохроматоре УМ-2 призма Аббе установлена так, чтобы на указатель 8 попадали те лучи, которые образуют прямой угол с входящим световым пучком. Остальные лучи, с другой длиной волны, будут видимы правее или левее указателя. Для направления на указатель лучей с разными длинами волн в монохроматоре УМ-2 диспергирующая призма поворачивается вокруг вертикальной оси.

На рис. 7 изображен внешний вид монохроматора УМ-2 без кожуха призмы.

Входная щель помещена в оправу 1. Ширина щели регулируется микрометрическим винтом 2. Цена деления винта 0,01 мм. Высоту щели можно отрегулировать с помощью специальной диафрагмы от 15 мм и меньше. При нормальной юстировке монохроматора изображение входной щели должно

находиться против указателя на выходе. Из-за того, что фокусное расстояние объективов зависит от длины волны, в монохроматоре предусмотрена

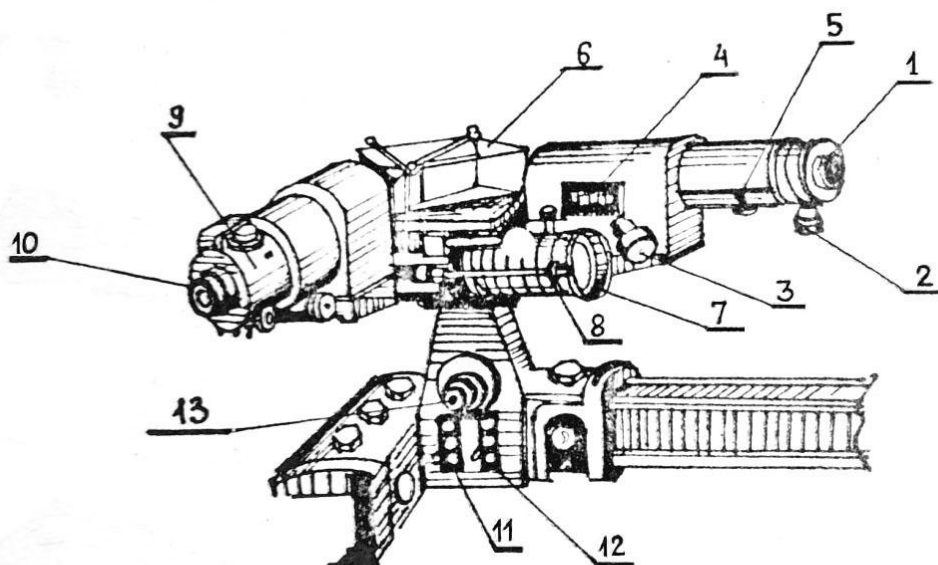


Рис.7

фокусировка объектива коллиматора с помощью маховика 3. В окно 4 видна шкала для определения положения коллиматорной линзы. С помощью затвора 5 можно прекращать доступ света в прибор. Призменный столик с призмой 6 можно поворачивать с помощью микрометрического винта, на цилиндрическую головку 7 которого нанесены деления – градусы поворота барабана. Отсчет читается против индекса 8, скользящего по спиральной канавке.

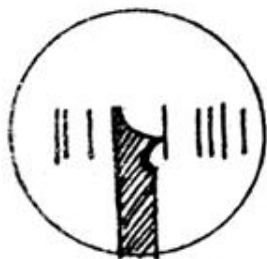


Рис. 8

В насадке 9 находится указатель. Исследуемый спектр, сфокусированный в плоскости указателя, наблюдается через окуляр 10.

Для более точного отсчета положения спектральной линии по шкале прибора линию желательно совмещать с правым острием указателя выходного объектива, как это показано на рис. 8.

2. Градуировка монохроматора УМ-2

Для построения градуировочной кривой используется источник света с известным линейчатым спектром, газоразрядная лампа, наполненная парами ртути. В приложении приведены основные спектральные линии используемой в работе ртутной (Hg) лампы, а также их цвет и относительная интенсивность.

Чтобы подготовить прибор к работе, необходимо выполнение следующих действий:

1. Включить источник излучения. Когда источник слабый и его нельзя поставить около щели, между источником света и монохроматором устанавливается конденсорная линза. Источник света и конденсорная линза должны быть установлены на оптической оси прибора и на таком расстоянии, чтобы обеспечивалось заполнение светом коллиматорной щели монохроматора.

2. Закрыть входную щель затвором 5 (см. рис. 7).

3. Тумблерами 11 и 12 включить освещение шкал монохроматора.

4. Ручкой 13 отрегулировать освещение указателя, наблюдаемого через окуляр 10.

5. С помощью кольца с накаткой на окуляре настроить резкое изображение указателя.

6. Затем открыть затвор 5 (рис. 7) и отрегулировать с помощью маховика 3 резкое изображение спектральной линии, наблюдаемой в окуляре.

7. Отрегулировать ширину спектральной линии микрометрическим винтом 2.

8. Совместить спектральную линию с правым острием указателя, как показано на рис.8.

9. Произвести отсчет по шкале барабана 7 против индекса 8 (рис. 7).

Последние две операции повторить для всех спектральных линий, приведенных в приложении. Данные необходимо оформить в виде таблицы 1, приведенной ниже.

При сопоставлении спектральных линий нужно обращать внимание на яркие линии. Например, сильные линии ртути легко узнаваемы: желтая двойная линия - 579,1 нм и 577 нм, зеленая - 546,1 нм и синяя - 435,8 нм. Легко можно найти голубую яркую линию - 491,6 нм. Ее часто принимают за синюю, а синюю линию 435,8 нм - за фиолетовую. Фиолетовые линии довольно слабые. Кроме указанных в табл. 1, в спектре ртути имеется множество других слабых линий, которые могут затруднить идентификацию.

10. После заполнения табл. 1 строится градуировочная кривая. На миллиметровке по оси ординат отложить длины волн линий в нм, а по оси абсцисс отложить отсчет по шкале барабана в делениях. Примерный график показан на рис. 9.

Таблица 1

№ п/п	Цвет линии	Длина волны, нм	Отсчет по шкале, дел.
1			
2			
3			
⋮			
⋮			

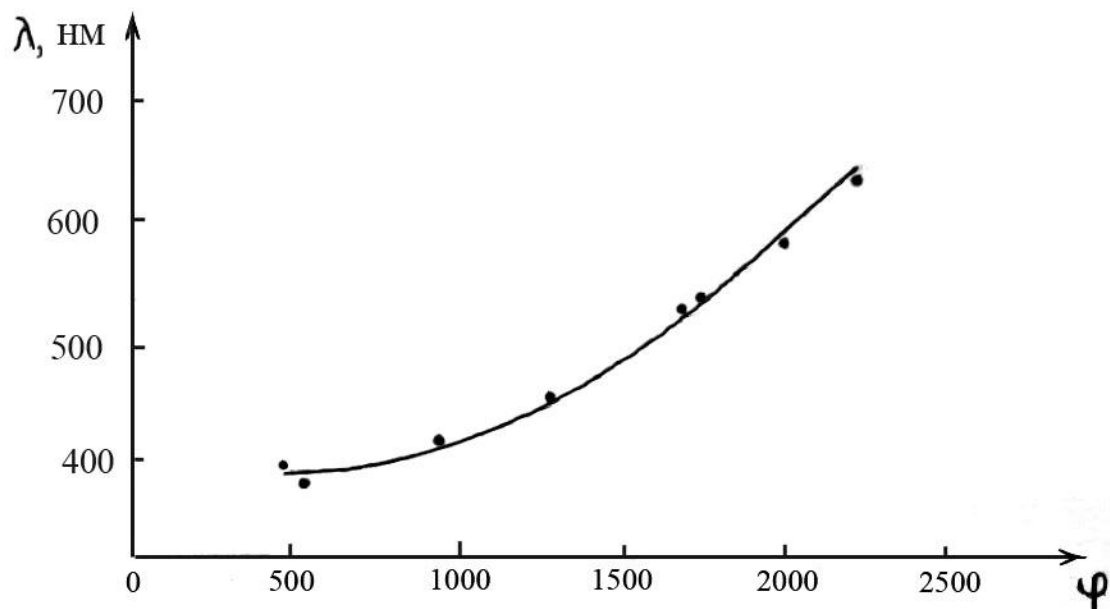


Рис.9

3. Исследование спектра излучения водородной лампы

На место источника излучения ставят газоразрядную водородную лампу (Н – лампа). В видимой области спектра лежат только линии серии Бальмера. Настроив указатель последовательно на видимые линии серии Бальмера в излучении атомов водорода, записывают показания шкалы прибора и цвет линий в табл. 2. Затем определяют длину волны по градуировочной кривой.

Таблица 2

№ п/п	Цвет линии	деление барабана УМ-2	λ -длина волны, нм.
1			
2			
3			
⋮			
⋮			

4.Вычисление постоянной Ридберга и расчет энергии ионизации атома водорода

Так как в видимую область спектра попадают только линии излучения серии Бальмера, то для расчета постоянной Ридберга воспользуемся сериальной формулой (17) (тема 3-7), где квантовое число конечного состояния равно 2 ($k = 2$).

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad . \quad (18)$$

Выбирая для каждой отдельной линии из табл. 2 соответствующее квантовое число $n = 3, 4$ и т.д., из формулы (18) вычисляем постоянную Ридберга R . Значению $n = 3$ соответствует красная линия. Все расчеты заносим в табл. 3.

Таблица 3

№ п/п	λ , нм	n	R, см ⁻¹	ΔR	$(\Delta R)^2$	Погрешности и результат
1						$\Delta R = S_R =$
2						
⋮						
⋮						
5						
	$R_{cp} =$		$S_R^2 =$			$R_{cp} \pm \Delta R =$

Затем, используя полученное значение R и формулу (16) (тема 3-7), вычисляем энергию ионизации атома водорода

$$E_{\text{ион}} = Rch.$$

Взяв значения скорости света в вакууме $c = 3,00 \cdot 10^8$ м/с и постоянной Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с и определив Δc и Δh по правилу вычисления погрешностей справочных величин, вычислить погрешность $\Delta E_{\text{ион}}$. Значение $E_{\text{ион}}$ привести как в Дж, так и в эВ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица спектральных линий лампы ДРШ-250 для градуировки монохроматора УМ-2.

N	Длина волны, нм	Цвет
1	404,7	фиолетовый дублет
2	407,8	
3	435,8	синий, яркая
4	491,6	голубой, яркая
5	496,0	
6	546,1	зеленый, яркая
7	577,0	желтый дублет, яркий
8	579,1	
9	607,3	оранжевый
10	612,3	
11	623,4	
12	671,6	красный
13	690,7	

На рис. 10 показано видимое расположение линий в спектре лампы ДРШ-50.

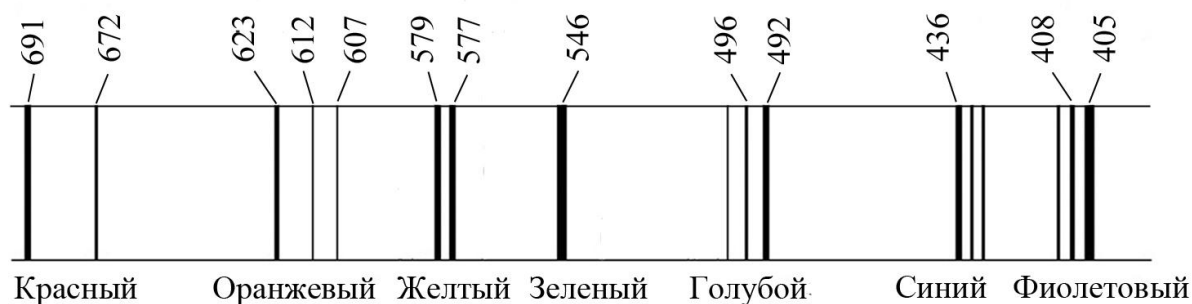


Рис.10

Контрольные вопросы и задачи

1. Используя формулу Бугера, рассчитать коэффициент поглощения цветного стекла на длине волны 500 нм, если этот свет, проходя через фильтр, ослабляется в 5 раз. Толщина стекла - 2 мм.

2. Определить толщину слоя половинного ослабления для света лазера с длиной волны 623 нм в воздухе, стекле и металле, считая коэффициенты поглощения равными соответственно 10^{-5} см^{-1} , 10^{-2} см^{-1} , 10^4 см^{-1} .

3. Коэффициент поглощения хлора при температуре 0°C и давлении 760 мм рт. ст. для лучей с длиной волны 0,42 мкм равен $0,01 \text{ см}^{-1}$, а для лучей с длиной волны 0,41 мкм - $0,1 \text{ см}^{-1}$. На поглотитель падают два пучка указанных лучей равной интенсивности, содержащих излучение с указанными длинами волн. Каково отношение интенсивности лучей, прошедших слой поглотителя толщиной 25,6 см?

4. Какую энергию в электрон-вольтах должны иметь электроны, чтобы при возбуждении атомов водорода ударами этих электронов спектр излучения содержал три спектральные линии?

5. Найти численное значение кинетической, потенциальной и полной энергии электрона на первой боровской орбите атома водорода.

6. Определить первый потенциал возбуждения атома водорода ($\varphi = E_{\text{возб}} / e$), e – заряд электрона.

7. Насколько изменится кинетическая энергия электрона в атоме водорода при излучении атомом фотона с длиной волны $\lambda = 486,1 \text{ нм}$?

8. Какова скорость вылетевшего электрона после поглощения атомом водорода двух квантов излучения лазера с длиной волны $\lambda = 121,6 \text{ нм}$?

Содержание

Тема 3 – 5. Тепловое излучение.	3
Лабораторная работа № 3 - 51. Исследование теплового излучения серого тела	8
Тема 3 – 6. Фотоэффект.	12
Лабораторная работа № 3 - 61. Определение силы света источника с помощью фотодиода.....	20
Тема 3 – 7. Спектры излучения и поглощения.....	23
Лабораторная работа № 3 - 71. Исследование спектра атома водорода	30

Учебное издание

Владимир Олегович Кабанов
Валерий Иванович Лейман
Владимир Михайлович Максимов
Сергей Александрович Поржецкий
Екатерина Александровна Яшкевич

ОПТИКА

Учебно-методическое пособие
к лабораторным работам 3-51, 3-61, 3-71

Редактор и корректор В.А.Басова

Техн. редактор Л. Я Титова.

Темплан 2016, поз.114

Подп. к печати 29.11.2016 г. Формат 60х84/16. Бумага тип № 1.

Печать офсетная. Объем 2,5 печ.л., 2,5 уч.-изд.л. Тираж 300 экз.

Изд.№ 114. Цена "С" Заказ

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД, 198095,
Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.