

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ»
(ФГБОУ ВПО «СГГА»)

Институт оптики и оптических технологий

Кафедра наносистем и оплотехники

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

ПО ДИСЦИПЛИНЕ

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Новосибирск
СГГА

1.ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучение законов теплового излучения абсолютно черных тел.

Приборы и принадлежности: печь; устройство измерительное; термостолбик.

1. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

1.1. Тепловое излучение

Электромагнитное излучение всех длин волн обуславливается колебаниями электрических зарядов, входящих в состав вещества, то есть электронов и ионов. При этом колебания ионов, составляющих вещество, соответствуют излучению низкой частоты (инфракрасному) вследствие значительной массы колеблющихся зарядов. Излучение, возникающее в результате движения электронов, может иметь высокую частоту (видимое и ультрафиолетовое излучение), если электроны эти входят в состав атомов или молекул и, следовательно, удерживаются около положения своего равновесия значительными силами. В металлах, где много свободных электронов, излучение последних соответствует иному типу движения; в таком случае нельзя говорить о колебаниях около положения равновесия; свободные электроны, приведенные в движение, испытывают нерегулярное торможение, и их излучение приобретает характер *импульсов*, то есть характеризуется спектром различных длин волн, среди которых могут быть хорошо представлены и волны низкой частоты.

Излучение тела сопровождается потерей энергии. Для того чтобы обеспечить возможность длительного излучения энергии, необходимо пополнять ее убыль.

Можно заставить тело светиться, сообщая ему необходимую энергию нагреванием. Этот вид свечения наиболее распространен и называется *тепловым излучением*.

Тепловое излучение имеет место при любой температуре, однако при невысоких температурах излучаются практически лишь длинные (инфракрасные) электромагнитные волны. Мощность излучения, его спектральный состав и распределение энергии по длинам волн зависят от химического состава, агрегатного состояния и температуры тела.

Тепловое излучение – практически единственный вид излучения, который может быть *равновесным*. Предположим, что нагретое (излучающее) тело помещено в полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой. С течением времени, в результате непрерывного обмена энергией между телом и излучением, наступит равновесие, т.е. тело в единицу времени будет поглощать столько же энергии, сколько и излучать. Если равновесие между телом и излучением будет нарушено, то будет изменяться температура тела, что приведет к изменению количества излучаемой телом энергии до тех пор, пока не установится равновесие. Все другие виды излучения неравновесны.

Излучение нагретых тел практически полностью лежит в оптической области (от $\lambda \gg 10^{-3}$ до $\lambda \gg 10^{-8}$ м). Нагретые газы дают линейчатый спектр, т.е. испускают волны с определенными длинами, характерными для данного газа, а раскаленные жидкие и твердые тела дают сплошной спектр, т.е. излучают любые волны в широком интервале длин волн.

1.2. Основные понятия

Потоком излучения Φ_e называется энергия, излучаемая телом за единицу времени по всем направлениям, т.е. мощность излучения тела:

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt} . \quad (1.1)$$

Поток излучения измеряется в ваттах (Вт).

Энергетической светимостью R_e называется поток излучения с единицы площади поверхности тела по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π):

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S} = \frac{dW}{S \cdot dt}. \quad (1.2)$$

Единица измерения энергетической светимости, Вт/м².

Поток излучения и энергетическая светимость являются интегральными характеристиками излучения, т.е. dW в формулах (1.1) и (1.2) – это полная энергия излучения во всем диапазоне длин волн, испускаемых телом.

Распределение энергии по длинам волн характеризуется спектральной плотностью энергетической светимости (излучательностью).

Излучательностью $r_{\lambda,T}$ называется отношение потока Φ_λ , излучаемого в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ с единицы поверхности тела, к ширине интервала:

$$r_{\lambda,T} = \frac{\Phi_\lambda}{S \cdot d\lambda}. \quad (1.3)$$

Излучательность измеряется, Вт/м³, и зависит от природы тела, длины волны и температуры. Энергетическая светимость R_e и излучательность $r_{\lambda,T}$ связаны соотношением

$$R_e = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (1.4)$$

Способность тела поглощать падающее на него излучение характеризуется спектральным коэффициентом поглощения.

Спектральным коэффициентом поглощения (поглощательной способностью) тела называется безразмерная величина $\alpha_{\lambda,T}$, которая показывает, какая доля энергии электромагнитных волн с длиной от λ до $\lambda + d\lambda$, падающих на поверхность тела, поглощается этим телом:

$$\alpha_{\lambda,T} = \frac{dW}{dW_0}, \quad (1.5)$$

где dW_0 – энергия излучения в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, падающего на тело, а dW – энергия, поглощенная телом.

Поглощательная способность тел зависит от их химического состава, состояния поверхности и температуры.

По определению $\alpha_{\lambda,T}$ не может быть больше единицы. Тело, которое абсолютно не поглощало бы излучение и полностью отражало все падающее на него излучение называется абсолютно белым ($\alpha_{\lambda,T} = 0$).

Для тела, полностью поглощающего упавшее на него излучение для всех длин волн, $\alpha_{\lambda,T} = 1$. Такое тело называется **абсолютно черным**. Тело, для которого $\alpha_{\lambda,T} = \text{const} < 1$, называют **серым**, его поглощательная способность одинакова для всех длин волн, зависит от температуры и химического состава тела и меньше единицы.

Моделью абсолютно черного тела может служить маленькое отверстие в стенке замкнутой полости, внутренняя поверхность которой хорошо поглощает электромагнитное излучение (рис. 1.1).

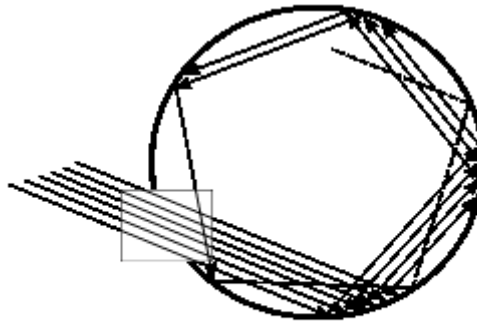


Рис. 1.1. Модель абсолютно черного тела

Излучение, попавшее внутрь полости после многократных отражений от стенок, практически полностью поглощается. Абсолютно черных тел в природе не существует.

Сажа или платиновая чернь имеют поглощательную способность $\alpha_{\lambda,T}$, близкую к единице, лишь в ограниченном интервале длин волн; в далекой инфракрасной области их поглощательная способность заметно меньше единицы.

1.3. Законы теплового излучения

Между излучательностью $r_{\lambda,T}$ и поглощательной способностью $\alpha_{\lambda,T}$ существует взаимосвязь, установленная Кирхгофом. *Отношение излучательности тела к его поглощательной способности для произвольной длины волны и температуры одинаково для всех тел и равно спектральной плотности излучения абсолютно черного тела:*

$$\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} = \epsilon_{\lambda,T}, \quad (1.6)$$

где $\epsilon_{\lambda,T}$ – спектральная плотность излучения, зависящая только от длины волны и температуры.

Величины $r_{\lambda,T}$ и $\alpha_{\lambda,T}$ могут меняться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому. Отношение же их оказывается одинаковым для всех тел.

Для абсолютно черного тела $\alpha_{\lambda,T} = 1$, поэтому из закона Кирхгофа (1.6) вытекает, что $r_{\lambda,T} = \epsilon_{\lambda,T}$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $\epsilon_{\lambda,T}$ есть не что иное, как излучательность абсолютно черного тела.

Из закона Кирхгофа вытекает, что телом сильнее испускаются и поглощаются излучения одних и тех же длин волн.

Поглощательная способность серых тел при данной температуре постоянна и не зависит от длины волны. По закону Кирхгофа (1.6) для серого тела

$$\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_T} = \epsilon_{\lambda,T} \quad (1.7)$$

Планк нашел зависимость спектральной плотности излучательности абсолютно черного тела от длины волны и температуры. Эта зависимость выражается **формулой Планка**:

$$\epsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \frac{h}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{kT\lambda}\right) - 1}, \quad (1.8)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж×с – постоянная Планка, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме.

Графическая зависимость $\epsilon_{\lambda,T}$ от λ при некоторой температуре T представлена на рис. 1.2, где изображены две кривые, соответствующие двум разным температурам T_1 и T_2 , причем $T_2 > T_1$.

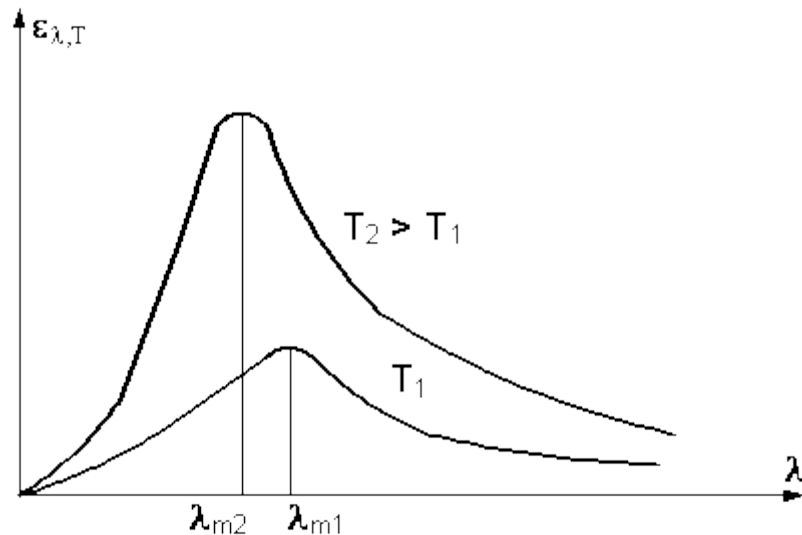


Рис. 1.2. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела

Энергетическая светимость абсолютно черного тела равна площади, ограниченной кривой зависимости $\epsilon_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, и по закону **Стефана–Больцмана** пропорциональна четвертой степени температуры.

$$R_{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4, \quad (1.9)$$

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

Энергетическая светимость серого тела:

$$R_{\varepsilon} = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} \alpha_T \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \alpha_T \sigma T^4. \quad (1.10)$$

Длина волны λ_m , на которую приходится максимум спектральной плотности излучения $\varepsilon_{\lambda,T}$, может быть найдена из условия максимума функции $\varepsilon_{\lambda,T}$. Соответствующий расчет приводит к соотношению

$$\lambda_m T = b. \quad (1.11)$$

Это соотношение называется *законом смещения Вина*. Из (1.11) следует, что при повышении температуры максимум спектральной плотности излучения смещается в область более коротких волн (рис. 1.2). $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \times \text{К}$ – *постоянная закона смещения Вина*.

Максимальная спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела возрастает пропорционально пятой степени температуры

$$r_{\lambda_{max}} = C T^5, \quad (1.12)$$

где $C = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}^5}.$

Выражение (1.12) – *закон о максимуме спектральной плотности энергетической светимости (излучательности) Вина*.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка состоит из объекта исследования (печи) (1), устройства измерительного (2) и термостолбика (3), выполненных в виде конструктивно законченных изделий, устанавливаемых на лабораторном столе и соединяемых между собой кабелями.

Изображение соединения устройств установки приведено на рис. 2.1.



Рис. 2.1. Лабораторная установка

Объект исследования (печь) представляет собой модель абсолютно черного тела и выполнен как закрытая термоизолированная электропечь с отверстием на передней стенке. В его состав входят устройство нагревательное, встроенное в теплозащитный корпус, термопара для измерения температуры внутри печи контактным способом, регулируемый источник питания, предназначенный для разогревания печи до температуры 800 °С и регулирования скорости нагрева и вентиляторы для охлаждения печи.

На передней панели объекта исследования размещены:

- отверстие для выхода излучения печи;
- выключатель СЕТЬ – предназначен для включения питания печи (включение питания индицируется подсветкой переключателя);
- выключатель ВЕНТ – предназначен для включения питания вентиляторов при охлаждении печи (включение вентиляторов индицируется светодиодом, установленным над выключателем ВЕНТ.).

Примечание – в связи с тем, что напряжение питания вентиляторов подается с устройства измерительного, работа печи возможна только при подключенном к ней и включенном устройстве измерительном.

На верхней крышке расположена ручка регулировки скорости нагрева печи. Шкала, приведенная на верхней крышке, указана в условных единицах скорости нагрева. Положению ручки "MIN" соответствует почти нулевая скорость нагрева печи (мощность к нагревательному элементу почти не подводится), а положению "MAX" соответствует максимальная скорость нагрева (к нагревательному элементу подводится максимальная мощность) и соответственно максимальная температура нагрева печи.

На передней панели устройства измерительного размещены следующие органы управления и индикации:

- индикатор мВ – предназначен для индикации напряжения термоЭДС термостолбика;
- индикатор °С – предназначен для индикации температуры в печи.

Термостолбик представляет собой датчик потока излучения (мощности излучения) и имеет кабель для подключения его к измерительному устройству.

Принцип действия установки основан на лабораторном исследовании модели абсолютно черного тела (печи) методом измерения температуры контактным и оптическим способами. С помощью термопары контактным способом измеряется температура в печи, а с помощью термостолбика измеряется приращение потока излучения (мощности излучения), выходящего с печи. Пропорциональность приращения потока излучения напряжению с термостолбика (калибровочная характеристика) показана на рис. 3.1.

В процессе выполнения лабораторной работы снимается зависимость изменения термоЭДС термостолбика от температуры печи при фиксированном расстоянии между термостолбиком и выходным отверстием печи.

Режим работы установки прерывистый, через каждые 2 часа работы делается перерыв на 15-20 мин.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1 . Установите термостолбик так, чтобы втулка на передней панели термостолбика вошла в отверстие на передней панели печи. При этом расстояние от излучателя с площадью $S = 7,854 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$ до приемника с

площадью $S = 5,0265 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$ равно $l = 0,045 - 0,05 \text{ м}$.

2. Подключите сетевые шнуры объекта исследования и устройства измерительного к сети и включите устройство измерительное выключателем СЕТЬ на его задней панели и дайте прогреться в течение 5 мин (при этом на индикаторах °С и мВ должны установиться значение 000 и 0,00 соответственно).

3. Включите печь с помощью выключателя "СЕТЬ" (при этом ручка "СКОРОСТЬ НАГРЕВА" должна находиться в положении "MIN"), а для исключения перегрева корпуса печи включите с помощью выключателя "ВЕНТ." вентилятор охлаждения. Крутя ручку "СКОРОСТЬ НАГРЕВА" добейтесь того, что бы печь начала нагреваться, причем положению ручки "MAX" соответствует большая скорость нагрева (максимальная мощность, подводимая к нагревательному элементу печи) и максимальная температура в печи, а положению ручки "MIN" соответствует почти нулевая скорость нагрева (к нагревательному элементу мощность почти не подводится).

4 . Постепенно нагревая печь (скорость нагрева регулируйте с помощью ручки на верхней крышке печи), снимите зависимость напряжения термостолбика от температуры в печи. Отсчеты следует производить, когда напряжение с термостолбика и температура в печи будут очень медленно меняться. Поэтому, если нагрев слишком быстрый, перед отсчетом следует уменьшить скорость нагрева с помощью соответствующей ручки. Показания внести в табл. 1.

Таблица 1

Показания приборов	1	2	3	4	5	6	7
Температура в печи							
Напряжение термостолбика							
Мощность излучения печи, W							
Энергетическая светимость, $R_{e1} = \frac{W}{S}$							
Энергетическая светимость $R_{e2} = \sigma T^4$							

Более качественные результаты получаются, когда отсчет производят тогда, когда печь находится в тепловом равновесии (подводимая мощность к нагревательному элементу печи только компенсирует потери на ее охлаждение). При этом показания температуры в печи и напряжения с термостолбика на соответствующих индикаторах устройства измерительного не меняются.

5. Используя калибровочную характеристику (рис. 3.1) термостолбика определить значение мощности излучения печи. Определить по формуле (3.1) значение энергетической светимости

$$R_{e1} = \frac{W}{S}, \quad (3.1)$$

где S – площадь излучателя.

6. Вычислить значение энергетической светимости по закону Стефана–Больцмана (3.2) и сравнить со значениями, полученными по формуле (3.1).

$$R_{e2} = \sigma T^4, \quad (3.2)$$

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

7. После достижения максимально заданной температуры печи поверните ручку регулирования скорости нагрева печи в положение "MIN", выключите выключатель "СЕТЬ" на передней панели печи, при этом начнется охлаждение печи (вентилятор должен работать). По окончании работы необходимо охладить печь, после чего выключить питание установки выключателями "СЕТЬ" (на задней панели устройства измерительного и на передней панели печи, отключить сетевые вилки устройства измерительного и печи от питающей сети).

Режим работы установки прерывистый, через каждые 2 часа работы делается перерыв на 15–20 мин.

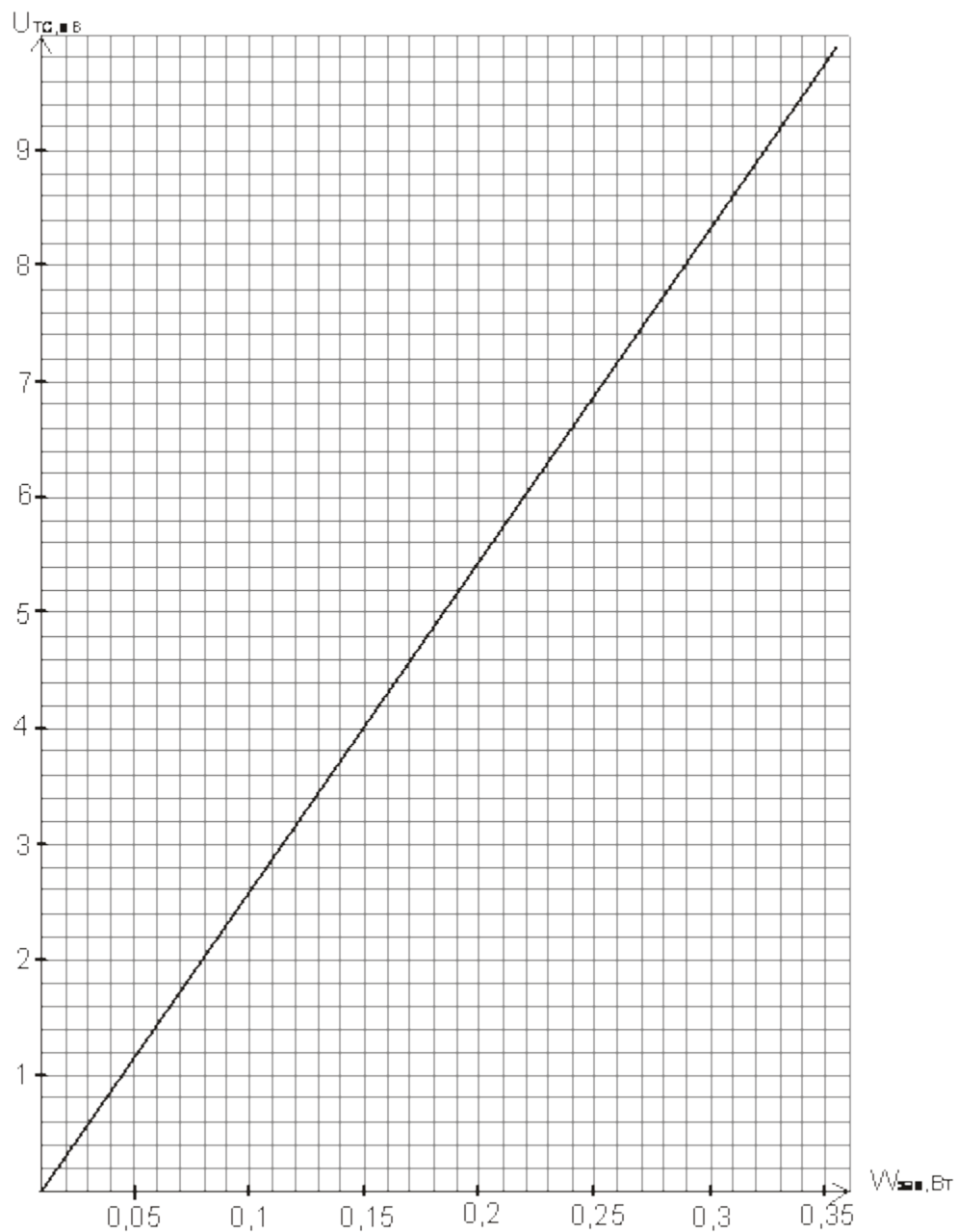


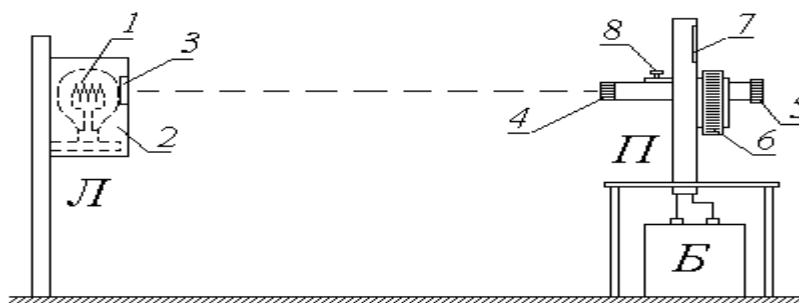
Рис. 3.1. Калибровочная прямая

4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Какое тело называется абсолютно черным? Какое тело называется серым?
3. Сформулировать законы излучения абсолютно черных тел и содержание гипотезы Планка.
4. Характеристики теплового излучения:
 - а) поток излучения;
 - б) энергетическая светимость;
 - в) спектральная плотность энергетической светимости;
 - г) спектральный коэффициент поглощения.

Лабораторная работа № 2. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЯРКОСТНОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: 1) ознакомление с принципом действия яркостного пирометра и практическое измерение яркостной температуры нагретого тела;
2) применение закона Кирхгофа и формулы Планка для определения истинной температуры тела;
3) экспериментальная проверка справедливости закона Стефана-Больцмана.



^ Схема экспериментальной установки L – исследуемая лампа; Π – пирометр; B – батарея питания. 1 – нить накала лампы L ; 2 – защитный кожух; 3 – окно; 4 – объектив; 5 – окуляр; 6 – кольцо потенциометра; 7 – шкала; 8 – ввод/вывод нейтрального светофильтра

Теория метода
Объектом исследования в данной работе является раскаленная нить 1 лампы L . Лампа помещена в защитный кожух 2, в котором имеется прямоугольное окно 3. Проходя через это окно, излучаемый лампой свет попадает на объектив 4 яркостного пирометра Π – специального прибора для бесконтактного (осуществляемого на расстоянии) измерения высоких температур.

Схема питания лампы L от выпрямителя B изображена на рис. 1. Подаваемое на лампу напряжение регулируется с помощью потенциометра P_1 (практически это осуществляется вращением ручки на щите блока питания, в состав которого входит выпрямитель B) и измеряется вольтметром V_1 ; для измерения силы тока, протекающего по нити накала 1, служит амперметр A .

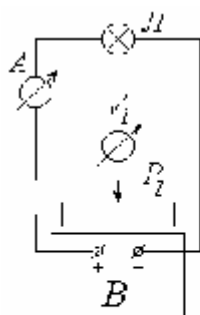


Рис. 38

Рис. 1

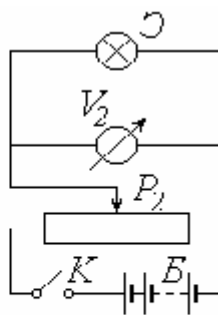


Рис. 39

Рис. 2

Основной частью пирометра $\wedge П$ является вмонтированная внутри прибора пирометрическая эталонная лампа $\mathcal{E}$. Эталонная лампа питается от внешней аккумуляторной батареи B по схеме, изображенной на рис. 2. Цепь замыкается тумблером K , расположенным у основания пирометра. Потенциометр P_2 служит для регулирования подаваемого на лампу $\mathcal{E}$ напряжения; на практике это осуществляется вращением кольца $б$ на корпусе прибора. Температура нити накала эталонной лампы однозначно связана с подаваемым на нее напряжением; поэтому шкала 7 измеряющего его вольтметра V_2 проградуирована в градусах Цельсия.

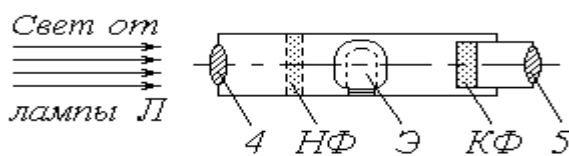


Рис. 40

Рис. 3

Попадающий на объектив 4 свет от исследуемой лампы $\wedge Л$ проходит через систему линз оптической трубы пирометра (рис. 3), позволяющую наблюдать в окуляр 5 совмещенные в одной плоскости изображения нитей накала исследуемой ($Л$) и эталонной ($\mathcal{E}$) ламп. Расположенный в оптической трубе красный светофильтр $КФ$ пропускает в окуляр практически монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 660 \text{ нм}$; поэтому изображения нитей имеют красную окраску.

Изменяя напряжение, подаваемое на эталонную лампу, можно добиться одинаковой яркости обеих нитей. Рис. 4 показывает наблюдаемую в окуляр картину в случаях, когда яркость нити $\mathcal{E}$ меньше (a), больше ($б$) и равна ($в$) яркости нити $Л$. В последнем случае эталонная нить становится незаметной на фоне исследуемой (поэтому приборы такого типа называют пирометрами с исчезающей нитью).

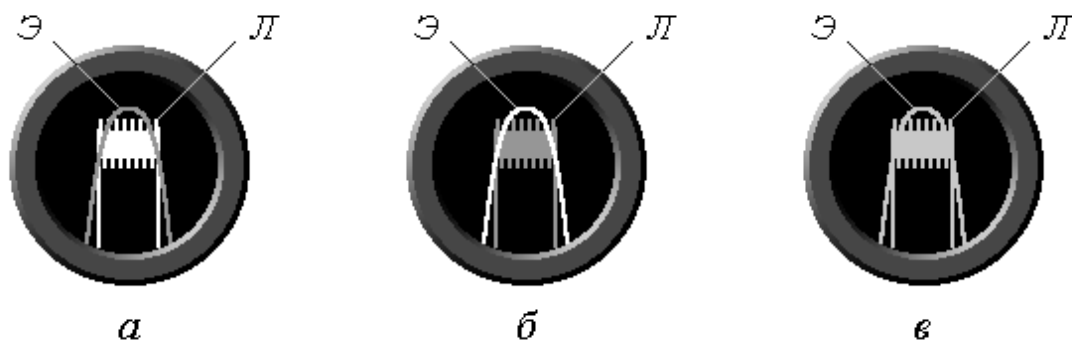


Рис. 4

При высокой температуре лампы $Л$ предусмотрено введение нейтрального светофильтра $\wedge НФ$ с помощью рычажка 8 на корпусе пирометра. Нейтральный светофильтр уменьшает яркость изображения нити $Л$ и позволяет уравнять

яркости наблюдаемых в окуляр нитей при меньшем напряжении на лампе Э. При введенном светофильтре $H\Phi$ показания пирометра снимаются с его нижней шкалы, а при выведенном (низкие температуры) – с верхней.

В отсутствие красного светофильтра $K\Phi$ яркость изображения нити прямо пропорциональна ее излучательности (энергетической светимости) R , т.е. энергии, излучаемой за единицу времени с единицы площади поверхности тела (нити) во всем диапазоне длин волн. Через светофильтр $K\Phi$ проходит лишь часть этой энергии R_λ , соответствующая интервалу длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Для достаточно узкого интервала λ можно положить $\Delta R_\lambda \approx r(\lambda, T) \cdot \Delta\lambda$, (1)

где $r(\lambda, T) = \frac{dR_\lambda}{d\lambda}$ – спектральная плотность излучательности (испускательная способность) тела; T – его абсолютная температура. Проблема градуировки пирометра заключается в том, что различные тела имеют разные значения спектральной плотности излучательности при одних и тех же длине волны и температуре. Открытые экспериментально и обоснованные теоретически законы описывают тепловое излучение *абсолютно черного тела (АЧТ)*. Поэтому проградуированная соответствующим образом шкала пирометра показывает не истинную температуру T нити эталонной лампы Э, а так называемую *яркостную температуру* T_λ , т.е. температуру АЧТ, имеющего такую же яркость. При выравнивании яркостей нитей Л и Э значения R_λ у них становятся одинаковыми. Учитывая (1), можем записать

$$r(\lambda, T) = r_0(\lambda, T_\lambda), \quad (2)$$

где $r_0(\lambda, T_\lambda)$ – спектральная плотность излучательности абсолютно черного тела при температуре T_λ .

Как следует из закона *Кирхгофа*, спектральные плотности излучательности реального тела $r(\lambda, T)$ и АЧТ $r_0(\lambda, T)$ связаны соотношением

$$r(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot r_0(\lambda, T), \quad (3)$$

где $\alpha(\lambda, T)$ – коэффициент поглощения (степень черноты) тела. У многих тел, в частности, у вольфрама, из которого изготовлена нить лампы Л, коэффициент поглощения не очень сильно зависит от температуры (см. справочные данные в приложении). Поэтому можно с достаточной степенью точности использовать для заданной длины волны λ осредненное в данном температурном диапазоне значение α_λ . Тогда последнее соотношение примет вид

$$r(\lambda, T) = \alpha_\lambda \cdot r_0(\lambda, T). \quad (4)$$

Приравнивая друг другу правые части выражений (2) и (4), получим: $\alpha_\lambda \cdot r_0(\lambda, T) = r_0(\lambda, T_\lambda)$. (5) Зависимость спектральной плотности излучательности АЧТ от длины волны и температуры (универсальная *функция Кирхгофа*) $r_0(\lambda, T)$ описывается *формулой Планка*

$$r_0(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1},$$
 где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; k – постоянная Больцмана. При сравнительно низких температурах ($T < 6000 \text{ K}$) единицей в квадратных скобках можно пренебречь, и

формула Планка примет вид
$$r_0(\lambda, T) \approx \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right).$$
 Подставляя

последнее выражение в (5), получим:
 $\alpha_{\lambda} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) = \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT_{я}}\right)$ или, после логарифмирования:

$$\ln \alpha_{\lambda} - \frac{hc}{\lambda kT} = -\frac{hc}{\lambda kT_{я}} \quad (6)$$

Уравнение (6) связывает истинную температуру T излучающего тела с его яркостной температурой $T_{я}$. Решая его относительно T , находим:

$$T = \frac{1}{\frac{1}{T_{я}} + C}, \quad (7)$$

где

$$C = \frac{\lambda k \ln \alpha_{\lambda}}{hc}. \quad (8)$$

Как известно, тепловое излучение тел имеет место при любой отличной от абсолютного нуля температуре. Поэтому отключенная от источника питания нить лампы L излучает энергетический поток

$$\Phi_0 = S \cdot R(T_0), \quad (9)$$

где S – площадь поверхности нити; $R(T_0)$ – ее излучательность при комнатной температуре T_0 . После подключения лампы к сети питания ее нить разогревается за счет джоулева тепла до температуры T и излучает энергетический поток

$$\Phi = S \cdot R(T), \quad (10)$$

Фпревышающий Φ_0 на величину потребляемой лампой мощности:

$$\Phi - \Phi_0 = \eta P, \quad (11)$$

где η – КПД питающей цепи, учитывающий различные энергопотери. Мощность P легко рассчитать как

$$P = UI, \quad (12)$$

где U – питающее напряжение; I – сила тока в цепи.

С учетом (9) и (10) уравнение (11) можно переписать в виде

$$S \cdot [R(T) - R(T_0)] = \eta P. \quad (13)$$

Излучательность $R(T)$ определяется из интегрального соотношения

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad \text{или, с учетом (3):}$$

$$R(T) = \int_0^{\infty} \alpha(\lambda, T) \cdot r_0(\lambda, T) \cdot d\lambda.$$

Считая нить лампы L серым телом, т.е. пренебрегая зависимостью ее коэффициента поглощения от длины волны и заменив функцию $\alpha(\lambda, T)$ ее осредненным во всем диапазоне длин волн значением α_T , получим:

$$R(T) \approx \alpha_T \cdot \int_0^{\infty} r_0(\lambda, T) \cdot d\lambda = \alpha_T \cdot R_0(T),$$

где $R_0(T)$ – излучательность абсолютно черного тела. Согласно закону Стефана-Больцмана зависимость $R_0(T)$ имеет вид $R_0(T) = \sigma T^4$,

где σ – постоянная Стефана-Больцмана.

С учетом принятых допущений выражение (13) примет вид

$$\alpha_T \cdot T^4 - \alpha_{T_0} \cdot T_0^4 = \frac{\eta}{\sigma S} \cdot P. \quad (14)$$

Значения коэффициента поглощения α_{T_0} (при температуре T_0) и α_T (при температуре T) составляют десятые доли единицы, т.е. являются величинами одного порядка, в то время как абсолютная температура раскаленной нити в четыре-пять раз превышает комнатную температуру T_0 . Таким образом, $T_0^4 \ll T^4$ и вычитаемым в левой части уравнения (14) можно пренебречь. Перепишем это уравнение в виде

$$T^4 \approx C_1 \cdot P, \quad (15)$$

где $C_1 = \frac{\eta}{\sigma S \alpha_T}.$

Логарифмируя уравнение (15) и выражая из него величину $\ln T$, получим

$$\ln T = C_2 + 0,25 \ln P, \quad (16)$$

где $C_2 = 0,25 \ln C_1.$

Из соотношения (16) следует, что график зависимости $\ln T$ от $\ln P$ должен иметь характер, близкий к линейному с угловым коэффициентом, примерно равным 0,25.

^ Порядок измерений и обработки результатов

1. Ознакомьтесь с лабораторной установкой и измерительными приборами. Определите цену деления вольтметра V_1 и амперметра A в цепи питания лампы L ; научитесь снимать показания этих приборов.
2. Увеличивайте подаваемое на эталонную лампу $\mathcal{E}$ напряжение до тех пор, пока в окуляр не будет видна нить этой лампы (имеющая форму дуги). Если это изображение наблюдается не в красном свете, то введите красный светофильтр $K\Phi$, повернув по часовой стрелке накатанное кольцо на оправе окуляра.
3. Ознакомьтесь с верхней и нижней шкалами пирометра и научитесь снимать их показания.
4. Убедитесь в том, что нейтральный светофильтр $H\Phi$ выведен. Под руководством преподавателя или лаборанта включите в сеть цепь питания исследуемой лампы L .
5. Запишите в таблицу рекомендуемые значения напряжения $^{\wedge} U$. Действуя потенциометром P_1 и наблюдая за показаниями вольтметра, установите наименьшее из этих значений.

Номер опыта	$U,$ B	$I,$ A	$P,$ Bm	$\ln P$	$t,$ $^{\circ}C$	$T_{я},$ K	$T,$ K	$\ln T$
1					$t_1 =$			
					$t_2 =$			
					$t_3 =$			

	$t =$
2	$t_1 =$
	...
6	$t_1 =$
	$t_2 =$
	$t_3 =$
	$t =$

6. Посмотрите в окуляр пирометра и убедитесь в том, что нить лампы L видна в поле зрения.

7. Снимите показания амперметра A и запишите значение силы тока в таблицу.

8. Наблюдая в окуляр пирометра изображения обеих нитей и вращая кольцо 6 потенциометра P_2 , добейтесь их одинаковой яркости (см. рис. 4). По шкале пирометра определите яркостную температуру нити и занесите ее значение (в C) в таблицу.

9. Не глядя в окуляр, поверните кольцо 6 против часовой стрелки, тем самым сбив настройку пирометра.

10. Повторите пп. 8 и 9 еще дважды. Рассчитайте и занесите в таблицу среднее из трех значений температуры t° . Переведите это значение из C в кельвины и заполните следующий столбец таблицы (T_K).

11. Увеличивая напряжение U на лампе L согласно рекомендациям, выполните пп. 7-10 еще пять раз. Когда показания пирометра будут близки к концу его верхней шкалы, введите нейтральный светофильтр $H\Phi$; после этого считывайте показания с нижней шкалы.

12. Для каждого из проделанных опытов рассчитайте по формуле (12) мощность P и величину $\ln P$; занесите найденные значения в соответствующие столбцы таблицы.

13. Используя справочные данные о коэффициенте поглощения вольфрама (см. график в приложении), оцените его среднее в исследованном температурном диапазоне значение α_λ при длине волны $\lambda = 660 \text{ нм}$. Выразив величину λ в метрах, по формуле (8) вычислите константу C (в K^{-1}) и запишите ее в тетрадь.

14. Для каждого опыта рассчитайте по формуле (7) истинную температуру T нити накала лампы L , а также величину $\ln T$. Заполните соответствующие столбцы таблицы.

15. Нанесите экспериментальные точки на график зависимости $\ln T$ от $\ln P$; проведите по ним сглаживающую прямую. Оцените (с учетом масштаба!) угловой коэффициент этой прямой. Сделайте вывод о применимости закона Стефана-Больцмана для данного объекта исследования.

^ Контрольные вопросы

1. Тепловое излучение и его характеристики: энергетический (световой) поток; излучательность (энергетическая светимость); спектральная

плотность излучательности (испускательная способность). Связь между этими характеристиками.

2. Коэффициенты пропускания, отражения и поглощения. Серые тела. Абсолютно черное тело (*АЧТ*). Закон Кирхгофа.
3. Универсальная функция Кирхгофа и ее физический смысл. Законы излучения *АЧТ*: закон Стефана-Больцмана; законы Вина.
4. Гипотеза Планка о квантовом характере излучения. Формула Планка.
5. Пирометры и их назначение. Яркостный пирометр. Яркостная температура тела и ее связь с истинной температурой.

Лабораторная работа №3

"ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ДИСКРЕТНОГО И НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРОВ"

Введение

Цель работы: градуировка спектроскопа по известному спектру неона, определение длин волн в спектре паров ртути и границ видимого спектра лампы накаливания.

Приборы и принадлежности: спектроскоп, неоновая лампа, ртутная лампа, лампа накаливания.

1. Теория метода

При переходе электронов из возбуждённого состояния с энергией E_2 в состояние с меньшей энергией E_1 атом излучает фотон частоты ν , энергия которого равна

(1)

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с - постоянная Планка.

Совокупность частот испускаемого при этом возбуждёнными атомами излучения называется спектром.

В изолированных атомах энергетические уровни электронов имеют дискретную последовательность значений. Поэтому спектр излучения атома оказывается линейчатым. Такой спектр состоит из отдельных частот, образующих спектральные линии. В разреженном атомарном газе частицы слабо взаимодействуют друг с другом и поэтому сохраняют структуру энергетических уровней изолированных атомов. Этим условиям удовлетворяют, например, пары ртути и других металлов или инертные газы при нормальном или пониженном давлении. Такие вещества являются источниками линейчатых спектров.

При высоких температурах и больших давлениях из-за сильного взаимодействия между атомами их энергетические уровни расширяются и перекрываются. Примером такого источника служит раскалённый газ солнечной атмосферы, который испускает сплошной спектр.

Газы, состоящие из двух- и многоатомных молекул, при свечении дают полосатый спектр. Образование молекул из атомов сопровождается расщеплением энергетических уровней на полосы: вращательные, колебательно-вращательные и электронно-колебательные.

В твёрдых и жидких телах взаимодействие атомов приводит к расщеплению электронных уровней и образованию энергетических зон. Последовательность значений энергии электрона в зоне практически непрерывна. Поэтому переходы между зонами создают по существу сплошной спектр частот, который наблюдается при излучении нагретого тела, например, такого, как нить лампы накаливания.

Для изучения спектрального состава излучения необходимо осуществить пространственное разделение света по частотам (длинам волн), т.е. - спектральное разложение. Этим целям служат спектральные приборы - спектроскопы или спектографы. Если спектральный прибор позволяет проводить количественные измерения интенсивности излучения, он

называется спектрометром. В большинстве спектральных приборов используется либо явление дисперсии, т.е. зависимость показателя преломления вещества от частоты или длины волны излучения, либо дифракционной решётки.

В данной работе для разложения света в спектр применён спектроскоп со стеклянной призмой, т.е. используется явление дисперсии. Схема спектроскопа приведена на рис. 1.

Свет источника освещает узкую входную щель трубы спектроскопа, расположенную параллельно ребру призмы при преломляющем угле θ . Щель помещена в фокальной плоскости коллиматорной линзы. Поэтому в плоскости преломляющего угла на призму падает параллельный пучок света и создаются одинаковые начальные условия преломления лучей разного цвета, т.е. волн разной частоты. После преломления в призме в объектив попадает уже несколько световых пучков, идущих под разными углами в соответствии с набором частот в спектре светящегося источника. Объектив собирает эти пучки в различных участках фокальной плоскости: таким образом, каждый пучок формирует изображение входной щели в лучах какого-либо одного цвета.

В случае дискретного набора частот в излучении источника изображения щели представляет собой линии разного цвета, отдельные друг от друга тёмными промежутками. Это - линейчатый спектр, рис. 2.

Если источник излучает свет, в котором интенсивность непрерывно меняется с частотой, изображения щели разных цветов частично перекрываются и создают световое пятно, цвет которого непрерывно меняется в горизонтальном направлении от тёмно-фиолетового до тёмно-красного. Так выглядит сплошной спектр.

Изображение спектра рассматривают в окуляр спектроскопа, который вместе с объективом составляет зрительную трубу. Чем уже входная щель, тем меньше ширина её изображения, тем точнее можно определить её положение в фокальной плоскости. Но при этом меньше её интенсивность. Поэтому, если линия «слабая», то при узкой входной щели её можно не заметить. В центре поля зрения окуляра расположена индикаторная нить, которая служит для определения положения спектральной линии в фокальной плоскости. У спектроскопа имеется устройство вращения зрительной трубы вокруг вертикальной оси, снабжённое отсчётным механизмом. С помощью этого устройства ось зрительной трубы совмещают с направлениями световых пучков разного цвета. В этом случае изображение спектральной линии совпадает с индикаторной нитью, а положение зрительной трубы фиксируют при помощи отсчётного устройства, рис. 3.

Рис. 3. Схема отсчётного устройства спектроскопа: 1 - степень с неподвижной шкалой, 2 - барабан микрометрического винта с нониусной шкалой

Оно состоит из неподвижной шкалы, нанесённой на цилиндрический стержень, и барабана, который связан с микрометрическим винтом, перемещающимся вдоль стержня при вращении. Один оборот барабана

соответствует его перемещению по неподвижному стержню на одно деление шкалы последнего. Поверхность барабана разбита на 50 делений и представляет собой нониусную шкалу. Одно деление этой шкалы соответствует 0,02 деления шкалы неподвижного стержня. При отсчёте по неподвижной шкале получают целое число делений, а по нониусной шкале после удвоения её показаний - сотые доли.

Для изучения неизвестного спектра необходимо предварительно отградуировать спектроскоп. Градуировка заключается в установлении соответствия между известной длиной волны спектральных линий и делениями шкалы отсчётного устройства. В результате получают график, который позволяет определять длины волн неизвестных спектральных линий. Пример такого графика приведён на рис. 4.

Рис. 4. Пример градуировочного графика: λ - длина волны света, $\langle x \rangle$ - показания отсчётного устройства

В данной работе градуировка производится по спектру неона.

2. Порядок выполнения работы

1. Посмотрите в окуляр спектроскопа. Вращая оправу окуляра, добейтесь вертикального положения и чёткого изображения индикаторной нити. Включите неоновую лампу.

2. Расположите трубу спектроскопа сбоку от лампы и наведите входную щель трубы на межэлектродный промежуток. В этом месте яркость свечения наибольшая.

3. Градуировку начинайте с фиолетовой части спектра. Вращая барабан отсчётного устройства и одновременно вращая тубус окуляра вдоль оси зрительной трубы, добейтесь чёткого изображения первой фиолетовой линии и совмещения её центра с индикаторной нитью. Сделайте отсчёт $\langle x \rangle$ по шкале. Проведите два независимых отсчёта (x_1 и x_2). Результаты запишите в табл. 1.

4. Вращая барабан дальше, добейтесь совмещения индикаторной нити со второй фиолетовой линией в спектре неона; значения двух измерений x_1 и x_2 запишите в табл. 1.

5. Аналогичные операции проделайте для каждой линии, видимой в спектре неона. Всего их должно быть 12. Расположение линий показано на рис. 2: большей толщине линии на рисунке соответствует большая яркость в спектре. Переходя к каждой следующей линии, корректируйте фокусировку зрительной трубы, перемещая тубус окуляра.

6. Выключите неоновую лампу, включите ртутную лампу.

7. Наведите спектроскоп на ртутную лампу. Поступая аналогично п.п. 3-5, определите отсчёты, соответствующие каждой спектральной линии в спектре паров ртути (измерения начинайте с фиолетовой части спектра). Всего в изучаемой части спектра паров ртути можно увидеть 5 линий. Данные запишите в табл. 2, укажите цвет линий.

8. Выключите ртутную лампу. Включите лампу накаливания, наведите на неё спектроскоп.

9. Определите отсчёты, соответствующие фиолетовой и красной границам видимого спектра «белого» цвета; данные измерений также запишите в табл. 2.

3. Обработка опытных данных

1. По результатам измерений табл. 1 и 2 вычислите средние значения отсчётов $\langle x \rangle$ и занесите в соответствующие строки этих таблиц.

Постройте градуировочный график зависимости длины волны (в нм) от средней величины отсчёта $\langle x \rangle$. График следует строить карандашом на миллиметровой бумаге. Рекомендуется следующий масштаб: 10 мм по оси ординат соответствует 20 нм, а по оси абсцисс - 0,5 большого деления шкалы. На осях графика обозначайте только «круглые» цифры: например, 400, 500 нм и т.д.; 4, 5, 6 делений.

Должна получиться гладкая кривая.

2. Пользуясь градуировочным графиком и полученными значениями отсчётов $\langle x \rangle$, приведёнными в табл. 2, найдите значения неизвестных длин спектра паров ртути и границ видимого спектра лампы накаливания. Полученные результаты запишите в табл. 2 (нижняя строчка).

3. Оцените погрешность определения длин волн по градуировочному графику. Если величина аргумента определяется с погрешностью Δx , то погрешность определения функции Δy можно найти из выражения

Производную найдём методом численного дифференцирования. Этот метод основан на том, что на небольшом участке кривой касательную можно заменить хордой. Тогда

где $\bar{x}$ и $\bar{y}$ - средние отсчёты, соответствующие длинам волн λ_1 и λ_2 .

Таблица 1

Спектральная линия	отсчёты	λ , нм				
№	цвет	длина λ , нм	x_1	x_2	$\langle x \rangle$	
1	фиолетовый	417	3,28	3,32	3,3	33,4
2		425	3,4	3,44	3,42	1,53
3		433	3,66	3,7	3,68	1,81
4	синий	454	4,28	4,24	4,26	3,5
5	голубой	479	4,62	4,6	4,61	4,6
6	зеленый	515	5,24	5,28	5,26	0,3
7		522	6,44	6,4	6,42	3,55
8		527	6,48	6,5	6,49	5
9	желтый	540	6,6	6,64	6,62	22,5
10		585	6,7	6,74	6,72	18,5
11		622	6,84	6,8	6,82	11
12	красный	660	7	6,98	6,99	15,3

Таблица 2

Спектральный источник	Ртутная лампа	Лампа накаливания					
цвет линии	фиол	син	зел	оран	крас	фиолет	красн
λ_1	3,54	4,94	5,76	6,26	6,66	3,74	6,92
λ_2	3,5	4,9	5,8	6,3	6,62	3,78	6,96
$\langle \lambda \rangle$	3,52	4,92	5,78	6,28	6,64	3,76	6,94
λ , нм	418	476	520	545	582	434	604

Оценку погрешности проведите для фиолетового и красного участков градуировочной кривой, взяв в качестве λ_1 и λ_2 линии 417 и 425 нм в фиолетовой и 622 и 660 нм в красных частях спектра. $\Delta \lambda$ можно принять равным 0,05.

1) нм

, при $\Delta \lambda = 0,05$

$$66,7 \cdot 0,05 = 3,34 \text{ нм}$$

2) нм

$$30,76 \cdot 0,05 = 1,538 \text{ нм}$$

3) нм

$$36,2 \cdot 0,05 = 1,81 \text{ нм}$$

4) нм

$$71,4 \cdot 0,05 = 3,5 \text{ нм}$$

5) нм

$$93,8 \cdot 0,05 = 4,6 \text{ нм}$$

6) нм

$$6 \cdot 0,05 = 0,3 \text{ нм}$$

7) нм

$$71 \cdot 0,05 = 3,55 \text{ нм}$$

8) нм

$$100 \cdot 0,05 = 5 \text{ нм}$$

9) нм

$$450 \cdot 0,05 = 22,5 \text{ нм}$$

10) нм

$$370 \cdot 0,05 = 18,5 \text{ нм}$$

11) нм

$$223 \cdot 0,05 = 11 \text{ нм}$$

4. Контрольные вопросы

1. Для чего на входе спектроскопа стоит щель?

Свет источника освещает узкую входную щель трубы спектроскопа, расположенную параллельно ребру призмы при преломляющем угле θ . Исследуемое излучение поступает вначале в часть прибора, называемую **коллиматором**. **Коллиматор** представляет собой трубку, на одном конце которой имеется ширма с узкой щелью, а на другом собирающая линза. Щель находится на фокусном расстоянии от линзы.

Поэтому расходящийся *световой пучок, попадающий на линзу из щели, выходит из неё параллельным пучком и падает на призму*. В плоскости преломляющего угла на призму падает параллельный пучок света, и создаются одинаковые начальные условия преломления лучей разного цвета, то есть волны разной частоты. Из призмы выходят параллельные лучи, не совпадающие по направлению. Они падают на другую линзу. На фокусном расстоянии этой линзы располагается экран. Эта линза фокусирует параллельные пучки лучей на экране, и вместо одного изображения щели получается целый ряд изображений. Каждой частоте соответствует свое изображение. Все эти изображения вместе и образуют спектр.

2. Зачем в спектроскопе призма, объектив, окуляр?

При попадании на *призму*, в плоскости преломляющего угла, параллельный пучок света преломляется. После преломления в призме в объектив попадает уже несколько световых пучков, идущих под разными углами. *Объектив* собирает эти пучки в различных участках фокальной плоскости, при этом каждый пучок формирует изображение входной щели в лучах какого-либо одного цвета. Изображение спектра рассматривают в *окуляре* спектроскопа, который вместе с объективом составляет зрительную трубку.

3. Зачем градуируют спектроскоп?

Спектроскоп предварительно *градуируют* для изучения неизвестного спектра. Градуировка заключается в установлении *соответствия между известной длиной волны спектральных линий и делениями шкалы отсчётного устройства*. В результате получают график, который позволяет определять длины волн неизвестных спектральных линий.

4. Что такое спектр? Почему твёрдые тела и жидкости дают сплошной спектр, а газы - линейчатый или полосатый?

Совокупность частот испускаемого при этом возбуждёнными атомами излучения называется спектром.

В изолированных атомах энергетические уровни электронов имеют дискретную последовательность значений. Поэтому спектр излучения атома оказывается *линейчатым*. Такой спектр состоит из отдельных частот, образующих спектральные линии. В разреженном атомарном газе частицы слабо взаимодействуют друг с другом и поэтому сохраняют структуру энергетических уровней изолированных атомов. Этим условиям удовлетворяют, например, пары ртути и других металлов или инертные газы при нормальном или пониженном давлении. Такие вещества являются источниками линейчатых спектров.

Газы, состоящие из двух- и многоатомных молекул, при свечении дают *полосатый спектр*. Образование молекул из атомов сопровождается расщеплением энергетических уровней на полосы: вращательные, колебательно-вращательные и электронно-колебательные.

В твёрдых и жидких телах взаимодействие атомов приводит к расщеплению электронных уровней и образованию энергетических зон. Последовательность значений энергии электрона в зоне практически

непрерывна. Поэтому переходы между зонами создают по существу *сплошной спектр* частот, который наблюдается при излучении нагретого тела, например, такого, как нить лампы накаливания.

5. Каким способом в лабораторной работе возбуждается излучение неоновой и ртутной ламп и лампы накаливания? Что при этом происходит с атомами вещества?

Лампа накаливания является тепловым источником с тепловым излучением, при котором потери атомами энергии на излучение света компенсируются за счет энергии теплового движения атомов (или молекул) излучающего тела. Чем выше температура тела, тем быстрее движутся атомы. При столкновении быстрых атомов (или молекул) друг с другом часть их кинетические энергии превращаются в энергию возбуждения атомов, которые затем излучают свет.

В неоновой лампе используется принцип *электролюминесценции*. При разряде в газах электрическое поле сообщает электронам большую энергию, часть которой идет на возбуждение атомов (отдают энергию в виде световых волн), поэтому разряд в газе сопровождается свечением.

Принцип действия «классической» **ртутной лампы**: ультрафиолетовое излучение разряда вызывает свечение люминофора, в результате чего получается белый цвет нужной цветности и цветопередачи.

Отчет о лабораторной работе №4

«ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ»

Цель работы:

1. исследовать зависимость излучательности тел от температуры;
2. определить постоянную Стефана-Больцмана;
3. определить постоянную Планка;

Теоретическая часть.

Тепловое излучение – это электромагнитное излучение, испускаемое веществом и возникающее за счет его внутренней энергии (в отличие, например, от люминесценции, которая возбуждается внешними источниками энергии). Тепловое излучение имеет сплошной спектр, положение максимума которого зависит от температуры вещества. С ее повышением возрастает общая энергия испускаемого теплового излучения, а максимум перемещается в область малых длин волн. Тепловое излучение является равновесным процессом. Тепловое излучение описывается следующими характеристиками:

1) излучательность или энергетическая светимость R_λ – энергия, испускаемая единицей поверхности излучаемого тела по всем направлениям

за единицу времени, $R_\lambda = \frac{W}{dSdt}$ (1);

2) спектральная плотность излучательности $E_{\lambda,T}$ испускаемого за единицу времени по всем направлениям единицей поверхности тела, имеющего температуру T , в области частоты (λ – количество энергии

электромагнитного излучения данной длины волны $E_{\lambda,T} = \frac{W}{dSdtd\lambda}$ (2);

3) поглощательная способность $A_{\lambda,T}$ достигающая за единицу времени поверхности тела, имеющего температуру T , поглощается им (коэффициент поглощения), λ – величина, показывающая, какая часть энергии излучения с длиной волны

$$A_{\lambda,T} = \frac{W_{\text{погл}}}{W_{\text{пад}}} \quad (3).$$

В теории теплового излучения вводится понятие *абсолютно черного тела*, λ – тела, которое полностью поглощает весь падающий на него поток излучения. Коэффициент поглощения $A_{\lambda,T}$ абсолютно черного тела равен единице и не зависит от длины волны излучения. Интенсивность излучения абсолютно черного тела выше, чем нечерных тел при той же температуре.

Законы теплового излучения:

1) Тепловое излучение любых тел подчиняется закону Кирхгофа: *отношение испускательной способности $\lambda E_{\lambda,T}$ тел к их поглощательной способности $\lambda A_{\lambda,T}$ не зависит от природы излучающего тела, а зависит только от длины волны излучения λ и абсолютной температуры T и равно излучательной способности абсолютно черного тела $\epsilon_0(T)$* ; λ (

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \varepsilon_0(\lambda, T) \quad (4);$$

2) Закон Стефана-Больцмана: энергетическая светимость абсолютно черного тела R_Σ прямо пропорциональна четвертой степени температуры T ,

$R_\Sigma = \delta \cdot T^4$ (5), где $\delta = 5,71 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана;

3) I-й закон Вина (закон смещения): длина волны $\lambda_{\max}$, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, обратно пропорциональна величине температуры,

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (6), \text{ где } b = 2,398 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К};$$

4) II-й закон Вина: максимальное значение излучательности абсолютно черного тела $\varepsilon_0(T), \lambda$ (пропорционально пятой степени температуры,

$$\varepsilon_0, \lambda(T)_{\max} = b^I \cdot T^5 \quad (7), \text{ где } b^I = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-5}.$$

5) Закон излучения Планка описывает спектральное распределение излучательности абсолютно черного тела:

$$\varepsilon_0, \lambda(T) = \frac{2\pi^5 h c^2}{15 \lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1} \quad (8),$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана, постоянными b и b^I , формула Планка позволяет теоретически вывести законы излучения абсолютно черного тела и связать постоянную Планка h с экспериментальной постоянной Стефана-Больцмана δ Вина и постоянной Больцмана k .

Экспериментальная часть.

1. Приборы и принадлежности:

1. оптический пирометр ЛОП-72 с блоком питания и измерительным блоком;
2. лампа накаливания с вольфрамовой нитью;
3. миллиамперметр;
4. вольтметр;
5. ЛАТР на 240 В.

В данной работе используется лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Ток накала лампы регулируется автотрансформатором. В установившемся температурном режиме мощность W_2 , рассеиваемая вольфрамовой нитью лампы в пространство, должна быть равна излучаемой ею мощности. Мощность, потребляемая нитью, состоит из электрической мощности W_3 , получаемой ею от источника, и мощности W_1 поглощаемого нитью теплового излучения окружающих тел, всегда присутствующего в пространстве, поскольку температура последних выше 0 К и равна комнатной T_1 :

$$W_2 = W_3 + W_1 \quad (9).$$

Электрическая мощность W_3 исследуемой лампы равна:

$W_3 = I \cdot U$ (10), где I и U соответственно ток через исследуемую нить и напряжение на ней.

$W_1 = \alpha_0 \cdot \delta \cdot T_1^4 \cdot S$ (11), где S – площадь поверхности вольфрамовой нити, α_0 коэффициент поглощения (поскольку нить не является абсолютно черным телом – $\alpha_0 < 1$).

Мощность W_2 , которую излучает нить в окружающее пространство, согласно закону Стефана-Больцмана, определяется как:

$W_2 = \alpha_1 \cdot \delta \cdot T_2^4 \cdot S$ (12), где T_2 – температура нити, $\alpha_1 \text{const.} =$

Тогда из (10), (11) и (12) получаем:

$$I \cdot U = \delta (\alpha_1 T_2^4 - \alpha_0 T_1^4) S \quad (13).$$

Поскольку $T_1^4 \ll T_2^4$, то (13) можно приближенно записать в виде:

$$W = I \cdot U = \alpha_1 \cdot \delta \cdot S \cdot T_2^4 \quad (14),$$

откуда $\delta = \frac{IU}{\alpha_1 T_2^4 S}$ (15), где $\alpha_1 = 0,43$ (для вольфрамовой нити),
 $S = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$.

2. Результаты измерений и расчетов.

Таблица 1

№	I, mA	U, В	W, Вт	I _{нпр} , mA	T _я , К	T _{ясп} , К	ΔT, К	T, К
1	70	1	0.07	305	1245	1226	52.8	1278.8
				273	1207			
				290	1226			
2	80	12.5	1	310	1250	1256	53.2	1309.2
				308	1247			
				325	1270			
3	90	30	2.7	380	1336	1307	55.4	1362.4
				330	1277			
				355	1308			
4	110	80	8.8	425	1395	1419	60.8	1479.8
				445	1418			
				465	1444			
5	125	123	15.375	515	1505	1498	64.6	1562.6
				500	1488			
				510	1500			

Таблица 2

№	$\delta, \text{Вт/К}^4\text{м}^2$	$\delta_{\text{ср}}, \text{Вт/К}^4\text{м}^2$	$h, \text{Дж*с}$	$h_{\text{ср}}, \text{Дж*с}$	$\lambda_m, \text{м}$
1	$2.43 \cdot 10^{-9}$		$18.91 \cdot 10^{-34}$		$2.27 \cdot 10^{-6}$
2	$31.66 \cdot 10^{-9}$		$8.04 \cdot 10^{-34}$		$2.21 \cdot 10^{-6}$
3	$72.9 \cdot 10^{-9}$	$103.5 \cdot 10^{-9}$	$6.09 \cdot 10^{-34}$	$8.34 \cdot 10^{-34}$	$2.13 \cdot 10^{-6}$
4	$170.71 \cdot 10^{-9}$		$4.58 \cdot 10^{-34}$		$1.96 \cdot 10^{-6}$
5	$239.89 \cdot 10^{-9}$		$4.09 \cdot 10^{-34}$		$1.85 \cdot 10^{-6}$

и h : δ Погрешности для

$$.5 \cdot 10^4 = \delta \Delta^{-9} \text{Вт/К}^4\text{м}^2 h = 0.42 \cdot 10 \Delta,^{-34} \text{Дж*с}.$$

Окончательный результат:

$$\bullet 0.45) \cdot 10 \pm = (10.35^{-8} \text{Вт/К}^4\text{м}^2,$$

$$0.42) \cdot 10 \pm h = (8.34^{-34} \text{Дж*с}.$$

Вывод о работе: проделав данную лабораторную работу, мы исследовали явление теплового излучения тел и зависимость энергетической светимости тел от температуры. Температуру нити накала лампы определяли при помощи пирометра.

Определили постоянную Стефана-Больцмана. Результат более чем в 2 раза отличается от табличного значения (экспериментальное значение $10,3 \cdot 10^{-8} \text{Вт/м}^2\text{К}^4$ против $5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт/м}^2\text{К}^4$), хотя погрешность определения этой величины составила всего 4,5%.

Также, по результатам эксперимента, определили постоянную Планка. Значение этой величины составило $8,34 \cdot 10^{-34} \text{Дж*с}$ против $6,62 \cdot 10^{-34} \text{Дж*с}$. Погрешность рассчитана также на уровне 4,5 – 5%.

Результаты эксперимента разительно отличаются от табличных значений, что позволяет говорить о несовершенстве метода или высокой погрешности лабораторных приборов.

Лабораторная работа №5. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОПУСКАНИЯ, ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы. Исследование спектров источников оптического излучения и спектральных коэффициентов пропускания, отражения и поглощения некоторых оптических материалов и элементов когерентной оптики.

Основные положения. Спектром излучения называется зависимость спектральной плотности мощности излучения (I_λ или I_ν) от длины волны λ или частоты ν электромагнитных колебаний:

$$I_\lambda = \frac{\partial^2 R}{\partial S \partial \lambda} = f_1(\lambda), \quad I_\nu = \frac{\partial^2 R}{\partial S \partial \nu} = f_1(\nu).$$

В работе исследуются оптические спектры ряда источников, имеющих различную природу излучения. Излучение равновесно нагретого тела определяется излучением его возбужденных атомов, обладающих широкой гаммой энергий в соответствии с распределением Максвелла. Вследствие этого спектр излучения нагретого до температуры T тела, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающей средой, имеющей температуру T_0 , является сплошным. С ростом T длина волны $\lambda_{\max}$, соответствующая максимуму спектра излучения уменьшается. Величина сдвига при этом определяется вторым законом Вина: $\lambda_{\max} T = 2,9 \cdot 10^3$ мкм·К. Величина самого максимума излучения пропорциональна T^5 . Интегральная плотность мощности излучения возрастает пропорционально $(T^4 - T_0^4)$. Спектр излучения абсолютно черного тела с точностью до единиц процентов описывается функцией Планка. Спектры реальных нагретых тел могут существенно отличаться от спектра абсолютно черного тела. В особенности это относится к тепловому излучению селективных тел, у которых коэффициент излучения зависит не только от температуры, как у нагретых серых тел, но и от длины волны. Общей тенденцией является увеличение коэффициента излучения по мере возрастания температуры.

Эффективным источником оптического излучения является положительный столб газового разряда. Спектр излучения положительного столба газоразрядных источников оптического излучения в большой мере зависит от рода и давления газа, плотности тока и геометрии разрядного промежутка. При низком давлении, когда частота соударений атомов невелика, спектр определяется излучением отдельных возбужденных атомов. Так как уровни энергии атомов в газе дискретны, то спектр излучения газа при низком давлении носит явно выраженный линейчатый характер: $\Delta\lambda < \lambda_{i+1} - \lambda_i$, что свидетельствует о неравновесном состоянии плазмы. Ширина линий $\Delta\lambda$ излучения практически определяется эффектом Доплера, возникающим вследствие теплового движения излучающих атомов. По мере повышения давления газа усиливается столкновительное взаимодействие между атомами, растет температура газа и как следствие наблюдается дальнейший рост $\Delta\lambda$. С повышением давления газа становятся более вероятными ступенчатые процессы, сопровождающиеся появлением новых нерезонансных линий излучения, возникающих в результате оптических переходов между возбужденными состояниями атомов. Под влиянием этих процессов изменяются соотношения интенсивностей различных отдельных спектральных линий. Оказывается возможным резонансное поглощение собственного излучения в объеме газа с последующим его переизлучением. В результате резонансного поглощения в центре линий излучения могут образовываться провалы, а также происходить смещение крыльев линий. Подобный эффект, называемый самообращением линий, особенно ярко проявляется в излучении натриевых газоразрядных ламп высокого давления, широко используемых для целей освещения. При сверхвысоких давлениях (СВД) газа и больших плотностях тока в результате торможения электронов в микрополях ионов, процессов рекомбинации электронов и ионов в объеме, повышения температуры газа дополнительно к уширенным линиям возникает достаточно мощное излучение, которое имеет сплошной

спектр. Так, СВД-разряд в ксеноне формирует интенсивное оптическое излучение, близкое по спектру к солнечному. Напротив, спектр ртутного СВД-разряда наряду со сплошным фоном содержит мощные широкие линии ртути.

Оптическое излучение может возникать в результате люминесценции твердых тел. Внешняя энергия селективно поглощается веществом, преобразуется и генерируется в виде оптического излучения, избыточного над равновесным, тепловым излучением. Разновидностью люминесценции является фотолюминесценция, когда некое вещество возбуждается под действием относительного коротковолнового излучения, частично теряет энергию на внутренние переходы и генерирует кванты с длиной волны, большей длины волны возбуждающих квантов. Такая трансформация излучения происходит, например при оптической накачке активных сред твердотельных лазеров и в люминофорах. Люминофоры, используемые в ртутных газоразрядных источниках света низкого и высокого давлений, эффективно возбуждаются ультрафиолетовым ($\lambda = 253$ нм) излучением ртутного разряда. Спектр излучения в этом случае носит смешанный характер: наряду с “просачивающимися” сквозь слой люминофора относительно узкими спектральными линиями ртути появляются интенсивные полосы, обусловленные фотолюминесценцией люминофора.

Важные для лазерной техники процессы пропускания, поглощения и отражения оптического излучения характеризуются спектральными коэффициентами пропускания τ_λ , поглощения α_λ и отражения ρ_λ , для которых справедливо: $\tau_\lambda + \alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1$. В твердотельных лазерах используется оптическая накачка активных элементов (АЭ), выполненных из легированных искусственных кристаллов – рубина, иттриево-алюминиевого граната или из оптических силикатных и фосфатных стекол. Поглощение излучения происходит в относительно узких полосах активатора, в качестве которого используются трехвалентные ионы металлов переходной группы и группы редкоземельных металлов, чаще других – неодим и хром. Характер спектральной функции поглощения $\alpha_\lambda = f(\lambda)$ АЭ зависит от рода активатора, типа матрицы-кристалла и степени ее легирования. Пренебрегая отражением от просветленных торцов, получим, что функция поглощения АЭ с достаточной для практики точностью может быть найдена с помощью выражения $\alpha_\lambda = 1 - \tau_\lambda$.

Зеркала оптических резонаторов лазеров имеют, как правило, многослойные диэлектрические отражающие покрытия, образованные чередующимися слоями с высоким n_v и низким n_n показателями преломления. Оптическая толщина слоев $n_v d_v = n_n d_n = \lambda / 4$. В результате многолучевой интерференции в слоях от каждой из оптических границ такие зеркала являются селективными отражателями. Спектральная функция отражения $\rho_\lambda = f(\lambda)$ зеркала содержит основной максимум на длине волны λ , а также боковые максимумы с меньшими амплитудами, обусловленные выполнением условий синфазного отражения для кратных λ длин волн. Рост числа слоев сопровождается увеличением коэффициента отражения ρ_λ зеркала и сужением спектральной области максимального отражения. Паразитное поглощение в диэлектрических зеркалах не превышает долей процентов. Подложки зеркал также оптически прозрачны. Поэтому для лазерного зеркала допустимо пренебречь поглощением α_λ и, исследуя экспериментально характеристики отражения, полагать $\rho_\lambda = 1 - \tau_\lambda$.

Отражение металлических зеркал определяется взаимодействием падающего излучения со свободными электронами в области проникновения порядка 10^{-6} м. Металлические зеркала широкополосны, ρ_λ может достигать 90 ... 97 %. Тонкие (менее 1 мкм) металлические слои частично пропускают неотраженное излучение. Так, золотая пленка на просвет будет зеленой.

Для выделения определенных спектральных интервалов, например в целях снижения фоновой засветки фотоприемников, используются оптические фильтры – диэлектрические сорбционные (поглощательные) и интерференционные. Свойства сорбционных фильтров определяются явлениями поляризации и дальнейшего переизлучения падающего потока

квантов. Спектры их отражения и пропускания практически неразличимы. Интерференционные фильтры образуются комбинацией относительно широкополосного сорбционного предфильтра и многослойного диэлектрического $\lambda/4$ -покрытия. Без учета свойств предфильтра их отражение и пропускание соотносятся как $\rho_\lambda = 1 - \tau_\lambda$.

Спектры излучения и пропускания на практике исследуются с помощью монохроматоров, имеющих обычно в качестве диспергирующих элементов призму либо дифракционную решетку. Диспергирующий элемент преобразует спектральное распределение исследуемого излучения, попадающего во входную щель монохроматора шириной d , в пространственное распределение. Посредством перемещения диспергирующего элемента в выходную щель поочередно направляются составляющие излучения с различающимися λ . Выходная оптика монохроматора проецирует изображение входной щели в плоскость выходной, поэтому используются одинаковые входная и выходная щели. В дифракционном монохроматоре функции диспергирующего элемента и выходной оптики выполняет вогнутая дифракционная решетка. Вид экспериментально зарегистрированного спектра определяется, в значительной мере, способностью монохроматора различать отдельные близкорасположенные составляющие с различными длинами волн λ_1 и λ_2 .

Чем меньше величина d , тем более узкий участок пространственного спектра попадет в выходную щель и тем выше разрешение монохроматора. Уменьшение d ограничивает дифракция. На практике, любой монохроматор в силу на конечности величины d и оптических aberrаций трансформирует идеальное монохроматическое излучение в спектральную линию, форма которой описывает так называемую аппаратную функцию монохроматора. Шириной аппаратной функции на половинном уровне $\Delta\lambda_0 = f(\lambda)$ определяется минимальный интервал $\lambda_1 \dots \lambda_2$, разрешимый с помощью данного монохроматора. При прочих равных условиях $\Delta\lambda_0$ тем меньше, чем сильнее пространственное разделение различных длин волн в плоскости выходной щели, т. е. чем больше угловая дисперсия диспергирующего элемента.

Средние по параметрам серийные призмные монохроматоры обеспечивают $\Delta\lambda_0 \sim 10$ нм при $d = 0,1 \dots 0,2$ мм, а дифракционные – имеют $\Delta\lambda_0$ на уровне десятых долей нанометра. Таким образом, реальная линия излучения, которая, например для разряда низкого давления, составляет $\Delta\lambda \sim 3 \cdot 10^{-3}$ нм, будет уширена до $\Delta\lambda_0$ и иметь в идеале вид аппаратной функции монохроматора. Центры реальной линии и аппаратной функции совпадают. Это обстоятельство служит основой для калибровки монохроматора. В качестве калибровочного можно использовать излучение, например гелий-неонового лазера с $\lambda = 632,8$ нм или достаточно интенсивные линии излучения ртутного разряда низкого давления с длинами волн 434 нм и 546 нм. При автоматической записи спектра (к примеру, с помощью самопишущего вольтметра) узкие регистрируемые линии излучения уширяются дополнительно за счет механической инерционности прибора. При регистрации линий с малой $\Delta\lambda$ с помощью ЭВМ важную роль начинает играть инерционность фотоприемного устройства (ФПУ) монохроматора.

Для оценки возможностей монохроматора различать отдельные близкорасположенные линии с длинами волн λ_1, λ_2 используют также параметр $\lambda_1 / \Delta\lambda_0$, называемый разрешающей способностью прибора.

При регистрации с помощью монохроматора какого-либо спектра истинное значение спектральной функции $I_\lambda = f(\lambda)$ на выбранной длине волны искажается за счет селективности спектральных свойств фотоприемника и пропускания оптического тракта. Экспериментальный спектр, зарегистрированный фотоприемником монохроматора, называют редуцированным, т. е. приведенным, пересчитанным с учетом спектральной характеристики всего оптического тракта монохроматора $v_{\text{мхр}}(\lambda) = \tau_o(\lambda) v_{\text{ФПУ}}(\lambda)$, где $\tau_o(\lambda)$ – спектральный коэффициент пропускания оптической системы монохроматора; $v_{\text{ФПУ}}(\lambda)$ – относительная спектральная чувствительность фотоприемного устройства. Для

конкретной длины волны редуцированная плотность мощности $I_{\text{ред}} = v_{\text{мхр}}(\lambda) I_{\lambda}(\lambda)$. Тогда истинный спектр может быть рассчитан как

$$I(\lambda) = \frac{I_{\text{ред}}(\lambda)}{v_{\text{мхр}}(\lambda)}.$$

Коэффициенты τ_{λ} пропускания исследуемых оптических материалов и элементов на фиксированной длине волны определяются как отношение мощности, прошедшей объект, к падающей мощности опорного излучения на той же λ . Искажения истинных спектров пропущенного и опорного излучений в монохроматоре определяются одной и той же спектральной функцией $v_{\text{мхр}}(\lambda) = f(\lambda)$. Поэтому при расчете спектральных функций $\tau_{\lambda} = f(\lambda)$ исследуемых материалов и элементов можно пользоваться соответствующими редуцированными спектрами пропускания $I_{\text{ред}}(\lambda)$ и редуцированным опорным спектром $I_{\text{оп ред}}(\lambda)$. Тогда

$$\tau(\lambda) = \frac{I_{\text{ред}}(\lambda)}{I_{\text{оп ред}}(\lambda)}.$$

Описание лабораторной установки. Основой установки (рис. 4.1) является дифракционный монохроматор МУМ-2 со спектральным диапазоном измерений 300 ... 1300 нм, набором входных и выходных щелей с $d = 0,05; 0,25; 1,0$ и $3,0$ мм и обратной линейной дисперсией 4,8 нм/мм. При ширине щелей, например 0,05 мм, ширина аппаратной функции монохроматора составляет $\Delta\lambda_0 = 0,24$ нм. Монохроматор оснащен счетчиком длин волн, электроприводом, управляющей ЭВМ и печатающим устройством.

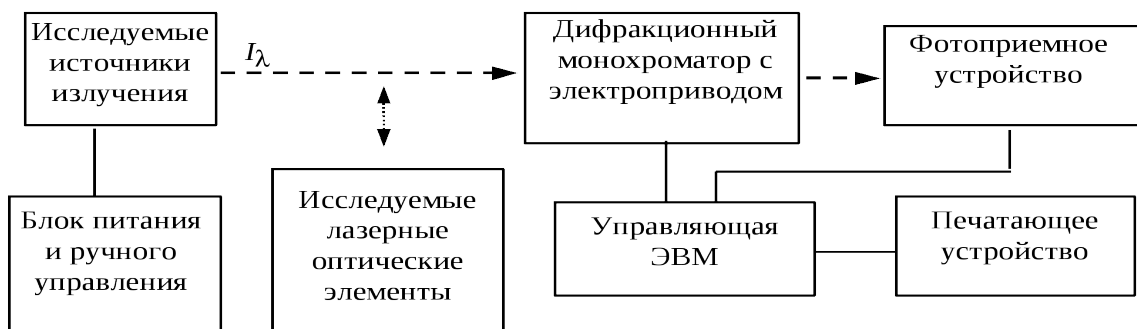


Рис. 4.1. Схема лабораторной установки

Таблица 4.1

Перечень исследуемых источников и оптических элементов

Исследуемый объект	Диапазон исследования, нм
Галогенная лампа накаливания (опорный спектр)	400 ... 1100
Активный элемент твердотельного лазера-1	400 ... 1100
Активный элемент твердотельного лазера-2	400 ... 1100
Лазерное зеркало-1	400 ... 1100
Лазерное зеркало-2	400 ... 1100
Гелий-неоновый лазер ($\lambda = 632,8$ нм)	600 ... 650
Интерференционный фильтр-1	600 ... 650

Интерференционный фильтр-2	550 ... 700
Сорбционный фильтр-1	600 ... 650
Сорбционный фильтр-2	600 ... 650
Неоновая лампа тлеющего разряда	400 ... 800
Ртутная лампа низкого давления(0,1 Па Hg + 250 Па Ar)	320 ... 650
Люминесцентная ртутная лампа (0,1 Па Hg + 250 Па Ar)	320 ... 650
Ртутная лампа сверхвысокого давления ($3 \cdot 10^6$ Па Hg)*	320 ... 1200
Натриевая лампа высокого давления*	400 ... 1100
Ксеноновая лампа сверхвысокого давления*	400 ... 1100

***Внимание!** Лампа требует предварительного прогрева в течение 5...7 мин. В рабочем состоянии лампа взрывоопасна и является источником мощного УФ-излучения. Запрещается работа без защитного кожуха и защитного стекла.

Фотоприемное устройство выполнено на базе широкополосного кремниевого фотодиода. Коэффициент усиления ФПУ автоматически регулируется ЭВМ в пределах трех порядков, обеспечивая необходимую точность регистрации спектров.

Резервной системой регистрации спектров является самопишущий прибор, подключенный к выходу фотодиода через усилитель с ручной регулировкой коэффициента усиления. Максимальный сигнал на выходе усилителя, контролируемый цифровым вольтметром, не должен превышать 10 В.

Основной режим работы установки – контроль спектров излучения и пропускания. Исследуемые источники оптического излучения (табл. 4.1) поочередно устанавливаются на оптической скамье перед входной щелью монохроматора. Источником опорного спектра служит галогенная лампа накаливания. Исследуемые оптические элементы устанавливаются между галогенной лампой и входной щелью монохроматора.

Дополнительный режим работы установки – контроль спектров отражения оптически непрозрачных материалов и элементов. В этом режиме плоскости отражения эталонного зеркала и исследуемых оптических элементов, закрепленных во вращаемом держателе, поочередно устанавливаются в фиксированное положение. Опорное излучение после отражения от объектов направляется на входную щель монохроматора. Искомый спектр $\rho_\lambda = f(\lambda)$ рассчитывается вручную или автоматически путем деления спектра отражения исследуемого элемента на спектр отражения эталонного зеркала.

ЭВМ, входящая в состав установки, служит для управления процессами регистрации редуцированных спектров излучения и пропускания, их обработки, отображения на дисплее и вывода информации на печатающее устройство. Диалог с ЭВМ организован по стандартной для персональных компьютеров схеме с использованием меню и диалоговых окон. Необходимые позиции меню выбираются с помощью курсора, управляемого клавишами “←”, “→”, “↑”, “↓” и клавишей “Enter”.

Основное меню программы включает пункты “СПЕКТР”, “ФАЙЛ”, “ПЕЧАТЬ”. Регистрация и обработка спектров производятся в пункте “СПЕКТР”, содержащем следующие режимы:

- *Установка текущей позиции.* ПЭВМ запрашивает текущую длину волны, отображаемую в данный момент на счетчике длин волн монохроматора в нанометрах.

- *Регистрация спектра.* Регистрируются редуцированные спектры излучения и пропускания.

- *Спектральные коэффициенты:* а) пропускание, б) поглощение, в) отражение. По

зарегистрированным спектрам пропускания и опорному спектру вычисляются спектральные коэффициенты пропускания, поглощения, отражения и отображаются на дисплее.

При исследовании спектров отражения оптически непрозрачных материалов и элементов функция $\rho_{\lambda} = f(\lambda)$ рассчитывается в режиме а).

- *Измерение спектра.* Измеряется значение спектральной функции на выбранной длине волны.

- *Выбор спектра.* Выбираются от одного до четырех спектров, которые должны отображаться на экране, и режимы их отображения: "Нормировка" или "Приведение".

- *Коррекция.* Вычисляется и отображается истинный спектр по зарегистрированному редуцированному.

В режиме "Регистрация спектра" ЭВМ запрашивает:

- исходную длину волны, если она не была введена заранее в режиме "Установка текущей позиции";

- начальную и конечную длины волн исследуемого диапазона в соответствии с табл. 4.1;

- номер одной из четырех буферных зон памяти для хранения регистрируемого спектра в ОЗУ ПЭВМ.

Максимальное количество спектров, сохраняемых в памяти ЭВМ, равно 4. Присваиваемые номера спектров выбираются нажатием одной из клавиш: "1", "2", "3" или "4". Номер, присвоенный тому или иному спектру, используется в дальнейшем при его обработке, отображении и распечатке данных и сообщается ЭВМ по ее запросу.

После введения всех необходимых данных по запросам ЭВМ счетчик длин волн монохроматора в зависимости от исходной λ должен автоматически установиться на одной из границ заданного спектрального диапазона исследования. После остановки счетчика рекомендуется проверить правильность его положения, в случае необходимости подкорректировать его вручную и только после этого нажать клавишу "Enter". Далее происходит автоматическая регистрация исследуемого спектра.

Таблица 4.2

Обобщенная спектральная функция пропускания оптической системы монохроматора и относительной чувствительности фотоприемника

λ , нм	317	325	370	390	400	410	420	430
$v_{\text{мхр}}$	0.242	0.182	0.071	0.078	0.097	0.121	0.141	0.172
λ , нм	440	450	460	470	480	490	500	510
$v_{\text{мхр}}$	0.198	0.229	0.274	0.299	0.313	0.342	0.351	0.372
λ , нм	520	530	540	550	560	570	580	590
$v_{\text{мхр}}$	0.394	0.395	0.400	0.416	0.423	0.428	0.440	0.444
λ , нм	600	610	620	630	640	650	6660	670
$v_{\text{мхр}}$	0.447	0.458	0.460	0.465	0.471	0.474	0.469	0.485
λ , нм	680	690	700	710	720	730	740	750
$v_{\text{мхр}}$	0.481	0.482	0.493	0.494	0.493	0.502	0.506	0.501
λ , нм	760	770	780	790	800	810	820	830
$v_{\text{мхр}}$	0.511	0.518	0.523	0.524	0.526	0.525	0.539	0.541

λ , нм	840	850	860	870	880	890	900	910
$v_{\text{мхр}}$	0.545	0.573	0.592	0.620	0.676	0.721	0.767	0.831
λ , нм	920	930	940	950	960	970	980	990
$v_{\text{мхр}}$	0.904	0.953	0.970	0.978	1.00	0.982	0.955	0.920
λ , нм	1000	1010	1020	1030	1040	1050	1060	1070
$v_{\text{мхр}}$	0.863	0.790	0.708	0.614	0.521	0.419	0.361	0.310
λ , нм	1080	1090	1100	1110	1120	1130	1140	1150
$v_{\text{мхр}}$	0.266	0.229	0.198	0.172	0.151	0.132	0.117	0.105
λ , нм	1160	1170	1180	1190	1200	1210	1220	1230
$v_{\text{мхр}}$	0.095	0.092	94	0.094	0.094	0.094	0.094	093
λ , нм	1240	1250	1260	1270	1280	1290	1300	1310
$v_{\text{мхр}}$	0.093	0.092	0.092	0.091	0.093	0.101	0.107	0.109

При одновременном отображении на экране нескольких спектров принудительно производится их нормировка по максимальному значению наиболее интенсивного спектра (подрежим “Нормировка”). Этот вариант неудобен при просмотре нескольких спектров с сильно различающимися интенсивностями. Войдя в режим “Выбор спектра” и используя подрежим “Приведение”, можно привести к единице максимальные значения всех отображаемых спектров.

В режимах “Пропускание”, “Отражение” и “Поглощение” ЭВМ запрашивает номер редуцированного спектра пропускания исследуемого элемента, номер опорного спектра (спектра галогенной лампы накаливания) и желательный номер буферной зоны памяти ЭВМ для записи рассчитанных спектров пропускания, отражения или поглощения. Аналогично производится работа в режиме “Коррекция”, с той лишь разницей, что опорным спектром здесь является хранимый в ЭВМ спектр функции $v_{\text{мхр}} = f(\lambda)$ относительной спектральной чувствительности монохроматора (табл. 4.2).

В режиме “Измерение спектра” интересующая длина волны выбирается перемещением курсора, а отображение соответствующего значения функции появляется в правом верхнем углу дисплея ЭВМ. Если какой-либо спектр в данный момент не требуется, то его можно сохранить с возможностью последующего восстановления в буферной зоне памяти ЭВМ (пункт меню “ФАЙЛ”, режимы “Сохранить спектр”, “Загрузить спектр”).

Пункт меню “ПЕЧАТЬ” имеет режим “Печать графиков”, который позволяет получить распечатку спектров, отображаемых в данный момент на дисплее. Режимы “Просмотр таблицы” и “Печать данных” позволяют либо просмотреть на дисплее, либо распечатать таблицу данных регистрации или обработки спектров.

Порядок выполнения работы

1. Включить блок питания и регистрации монохроматора, принтер и ПЭВМ в соответствии с прилагаемой к работе инструкцией.

2. Зарегистрировать в заданном диапазоне длин волн спектры излучения галогенной лампы накаливания при трех напряжениях питания U_1 , U_2 , U_3 , записав их в ячейки 1, 2, 3. В режиме “Коррекция” восстановить истинные спектры лампы и записать их для U_1 в ячейку 4, для U_2 , U_3 , соответственно, в ячейки 2, 3 на место хранившихся там редуцированных спектров. Распечатать все спектры на одном листе.

В режиме “Выбор спектра” оставить на экране монитора только опорный спектр лампы накаливания для $U = U_1$, хранящийся в первой ячейке.

Таблица 4.2

Обобщенная спектральная функция пропускания оптической системы монохроматора и относительной чувствительности фотоприемника

λ , нм	317	325	370	390	400	410	420	430
$v_{\text{мхр}}$	0.242	0.182	0.071	0.078	0.097	0.121	0.141	0.172
λ , нм	440	450	460	470	480	490	500	510
$v_{\text{мхр}}$	0.198	0.229	0.274	0.299	0.313	0.342	0.351	0.372
λ , нм	520	530	540	550	560	570	580	590
$v_{\text{мхр}}$	0.394	0.395	0.400	0.416	0.423	0.428	0.440	0.444
λ , нм	600	610	620	630	640	650	6660	670
$v_{\text{мхр}}$	0.447	0.458	0.460	0.465	0.471	0.474	0.469	0.485
λ , нм	680	690	700	710	720	730	740	750
$v_{\text{мхр}}$	0.481	0.482	0.493	0.494	0.493	0.502	0.506	0.501
λ , нм	760	770	780	790	800	810	820	830
$v_{\text{мхр}}$	0.511	0.518	0.523	0.524	0.526	0.525	0.539	0.541
λ , нм	840	850	860	870	880	890	900	910
$v_{\text{мхр}}$	0.545	0.573	0.592	0.620	0.676	0.721	0.767	0.831
λ , нм	920	930	940	950	960	970	980	990
$v_{\text{мхр}}$	0.904	0.953	0.970	0.978	1.00	0.982	0.955	0.920
λ , нм	1000	1010	1020	1030	1040	1050	1060	1070
$v_{\text{мхр}}$	0.863	0.790	0.708	0.614	0.521	0.419	0.361	0.310
λ , нм	1080	1090	1100	1110	1120	1130	1140	1150
$v_{\text{мхр}}$	0.266	0.229	0.198	0.172	0.151	0.132	0.117	0.105
λ , нм	1160	1170	1180	1190	1200	1210	1220	1230
$v_{\text{мхр}}$	0.095	0.092	0.094	0.094	0.094	0.094	0.094	0.093
λ , нм	1240	1250	1260	1270	1280	1290	1300	1310
$v_{\text{мхр}}$	0.093	0.092	0.092	0.091	0.093	0.101	0.107	0.109

3. Зарегистрировать спектры пропускания активного элемента лазера и лазерного зеркала. Записать спектры в ячейки 2, 3 и распечатать их вместе с опорным спектром.

Пользуясь режимами “Поглощение” и “Отражение” рассчитать спектры $\alpha_\lambda = f(\lambda)$ поглощения АЭ и отражения $\rho_\lambda = f(\lambda)$ лазерного зеркала и распечатать их.

4. Исследовать и распечатать истинные спектры неоновой лампы, ртутной лампы низкого давления, ртутной люминесцентной лампы низкого давления, ртутной лампы сверхвысокого давления.

5. Исследовать по указанию преподавателя спектральные характеристики излучения, пропускания, отражения и поглощения других источников и оптических элементов.

6. Включить ртутную лампу низкого давления и установить счетчик длин волн монохроматора в положение 400 нм. Поочередно устанавливая парные входную и выходную щели монохроматора, для диапазона длин волн $\lambda = 400 \dots 480$ нм снять зависимость $\Delta\lambda_{0,5} = f(d)$, где $\Delta\lambda_{0,5}$ – ширина линии излучения, измеренная на половинном уровне интенсивности, а $d = 0,05; 0,25; 1,0$ и $3,0$ мм. Для удобства определения $\Delta\lambda_{0,5}$ следует выбрать режим “Выбор спектра”, подрежим “Приведение”.

7. При регистрации спектров с помощью самопишущего прибора коэффициент усиления ФПУ устанавливается вручную в соответствии с приложением к лабораторной установке. Направление перемещения счетчика должно задаваться от начальной длины волны исследуемого диапазона к ее конечной длине. Включение приводов монохроматора и самопишущего прибора должно производиться синхронно. На диаграммной ленте необходимо делать отметки, соответствующие границам диапазона исследования. Определение половинной интенсивности линий для нахождения $\Delta\lambda_{0,5}$ рекомендуется делать вручную с помощью цифрового вольтметра. Вся необходимая обработка спектров также производится вручную.

Содержание отчета

1. Цель, содержание работы и схема экспериментальной установки.

2. Редуцированный опорный спектр лампы накаливания для $U = U_1$ и истинные спектры лампы накаливания для трех режимов.

3. Редуцированные спектры пропускания активного элемента лазера и лазерного зеркала.

4. Рассчитанные спектральные функции $\alpha_\lambda = f(\lambda)$ поглощения АЭ и отражения $\rho_\lambda = f(\lambda)$ лазерного зеркала.

5. Спектральные характеристики излучения, пропускания, отражения и поглощения других дополнительных источников и оптических элементов, исследованных по указанию преподавателя.

6. График зависимости $\Delta\lambda_{0,5} = f(d)$.

8. Выводы по работе и протокол испытаний.

Контрольные вопросы

1. Как влияет температура на спектр излучения нагретых тел?

2. Как отличаются спектры излучения абсолютно черных, серых и селективных нагретых тел?

3. Как влияет на спектр излучения газового разряда повышение давления, температуры и тока?

4. Чем определяется ширина линии излучения, регистрируемая в эксперименте?

5. Что такое истинный и индуцированный спектры?

6. Чем определяется разрешение монохроматора?

7. Как влияют свойства фотоприемника на результаты регистрируемых оптических спектров?

8. Чем определяется и как рассчитывается спектральная функция отражения лазерного диэлектрического зеркала $\rho_\lambda = f(\lambda)$?

9. Чем определяется и как рассчитывается спектральная функция отражения металлического зеркала $\rho_\lambda = f(\lambda)$?

10. Чем определяется и как рассчитывается спектральная функция поглощения активного элемента лазера $\alpha_\lambda = f(\lambda)$?

Лабораторная работа №6. ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Цель работы: изучив теорию поглощение и рассеяние лучистой энергии, рассчитать данные, используя таблицы 1, 2.

Основным источником энергии почти для всех природных процессов, происходящих на поверхности земли и в атмосфере, является лучистая энергия, поступающая на Землю от Солнца. Энергия, поступающая к поверхности земли из глубинных ее слоев, выделяющаяся при радиоактивном распаде, приносимая космическими лучами, а также излучение, приходящее к Земле от звезд, ничтожно малы по сравнению с энергией, поступающей на Землю от Солнца. Кроме лучистой энергии, т. е. электромагнитных волн, от Солнца приходят к Земле также различные потоки заряженных частиц, главным образом электронов и протонов, движущихся со скоростями в сотни и тысячи км/сек. Основная часть лучистой энергии, излучаемой Солнцем, представляет собой ультрафиолетовые, видимые и инфракрасные лучи. Эта часть электромагнитного излучения Солнца и называется в метеорологии солнечной радиацией.

Солнечная радиация, поступившая на верхнюю границу атмосферы, на своем пути до земной поверхности претерпевает ряд изменений, вызванных ее поглощением и рассеиванием в атмосфере. Радиация, поступающая от Солнца в атмосферу и затем на земную поверхность в виде параллельного пучка лучей, называется прямой. Значительная часть прямой радиации, пришедшей к верхней границе атмосферы, достигает земной поверхности. Часть солнечной радиации рассеивается молекулами атмосферных газов и аэрозолями и поступает к земной поверхности в виде рассеянной радиации. Проходя через земную атмосферу, солнечная радиация ослабляется вследствие поглощения и рассеяния атмосферными газами и аэрозолями. При этом изменяется и ее спектральный состав. В спектре появляются линии и полосы, обусловленные поглощением в земной атмосфере и называемые теллурическими. На рис. 1 показано распределение энергии в солнечном спектре. Кривая а приблизительно характеризует ее распределение за пределами земной атмосферы, а кривые б и в - на земной поверхности при высотах солнца 35° и 15° . На кривых б и в ультрафиолетовая часть спектра обрывается слева при $X = 0,29$ мкм, так как ультрафиолетовая радиация с более короткой длиной волны полностью поглощается верхними слоями атмосферы. Участок спектра с $X < 0,29$ мкм можно наблюдать только на высотах более 30 км. Ультрафиолетовая же радиация с $X > 0,29$ мкм, достигающая земной поверхности, обладает очень малой энергией. Сильно ослабляется при прохождении через атмосферу также и коротковолновая часть видимой радиации и в меньшей степени длинноволновая, видимая и инфракрасная часть солнечного спектра. В инфракрасной части спектра имеется ряд полос поглощения, вызванных наличием в атмосфере водяного пара. При различной высоте солнца и различной высоте пункта наблюдений над земной поверхностью масса атмосферы, проходимая солнечным лучом, неодинакова. Вследствие этого различен и спектральный состав солнечной радиации. При уменьшении высоты солнца особенно сильно уменьшается ультрафиолетовая часть радиации, несколько меньше – видимая и лишь незначительно – инфракрасная.

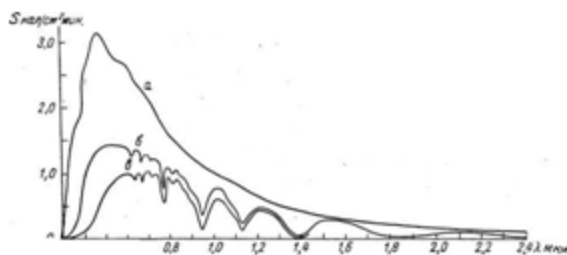


Рис. 1. Распределение энергии в солнечном спектре.

а – на верхней границе атмосферы, б – на земной поверхности при высоте солнца 35° , в – на земной поверхности при высоте солнца 15° .

В поглощении длинноволновой радиации важную роль играет водяной пар: чем больше в атмосфере водяного пара, тем меньше прямой радиации доходит до Земли при прочих равных условиях. Сравнение кривых а, б и в на рис. 1 показывает, насколько существенно атмосфера изменяет первоначальное распределение энергии в спектре солнечной радиации. Рассеяние радиации в атмосфере происходит главным образом молекулами атмосферных газов и аэрозолями (пылинками, капельками тумана, облаков и др.). Интенсивность рассеяния зависит от количества рассеивающих частиц в единице объема, от их величины и природы, а также от длин волн самой рассеиваемой радиации. Ниже приведены значения коэффициента рассеяния в чистом и сухом воздухе при нормальном давлении для различных длин волн

Таблица 1 Коэффициенты рассеяния в чистом и сухом воздухе при нормальном давлении

λ , мкм	0,760	0,589	0,486	0,396
$K \cdot 10^7$	(красные)	(желтые)	(голубые)	(фиолетовые)
	0,31	0,86	1,9	4,4

Из таблицы 1 видно, что лучи рассеиваются тем сильнее, чем меньше длина волны, например: фиолетовые рассеиваются в 14 раз сильнее красных. Этим, в частности, объясняется голубой цвет неба. Хотя фиолетовые и синие лучи рассеиваются еще сильнее, чем голубые, их энергия значительно меньше. Поэтому в рассеянном свете преобладает голубой цвет.

Рассеяние радиации происходит во всех направлениях, однако, не с одинаковой интенсивностью. Наиболее интенсивное рассеяние имеет место в направлении падающего луча (вперед) и в противоположном направлении (назад). Минимумы рассеяния наблюдаются в направлениях, перпендикулярных к прямому лучу. Так происходит рассеяние в совершенно чистом и сухом воздухе. Доля коротких волн в рассеянной радиации больше, чем в прямой. Поэтому чем длиннее путь солнечных лучей, тем больше рассеивается коротких волн и тем больше становится доля длинных. Этим объясняется, например, что Солнце и Луна вблизи горизонта приобретают желтую или даже красноватую окраску.

Поток прямой радиации и ее спектральный состав зависят от высоты солнца и прозрачности атмосферы. Последняя в свою очередь зависит от содержания поглощающих газов и аэрозолей в частности от наличия облаков и тумана. Под влиянием этих факторов поток прямой радиации может изменяться в широких пределах. При одной и той же высоте солнца поток прямой радиации в низких широтах, где в атмосфере содержится много водяного пара и пыли, должен быть меньше, чем в высоких широтах. Однако прозрачность атмосферы влияет на этот поток почти так же, как высота солнца, от которой зависит число проходимых масс.

Поток прямой радиации увеличивается с увеличением высоты места над уровнем моря, так как чем выше находится пункт наблюдения, тем меньшая толща атмосферы пронизывается солнечными лучами и тем меньше они ослабляются. Увеличение потока прямой радиации с высотой в нижних слоях атмосферы происходит быстрее, чем в верхних, так как большая часть аэрозолей и водяного пара сосредоточена внизу. Исключительно большое влияние на прямую радиацию оказывают облака. Плотные облака нижнего яруса практически совершенно не пропускают прямую радиацию.

Если бы прозрачность атмосферы в течение дня не менялась, то изменение прямой радиации было бы симметричным относительно истинного полудня: от нуля в момент восхода она сначала быстро, а потом более медленно увеличивалась бы до наибольшего значения, достигаемого в полдень, а затем так же плавно, сначала медленно, а потом более быстро, уменьшалась до нуля в момент захода солнца. Потоки были бы одинаковыми в часы, симметричные относительно полудня.

Но прозрачность атмосферы в течение дня не остается постоянной, так как количество пыли, водяного пара и других примесей, содержащихся в воздухе, непрерывно

меняется. Поэтому суточный ход прямой радиации обычно не бывает симметричным относительно полудня. В часы, близкие к полудню или послеполуденные, в результате усиления восходящих движений воздуха, поднимающих пыль и водяной пар, прямая радиация начинает уменьшаться, так что максимальное ее значение наблюдается не в полдень, а около 10 часов

Суточный ход прямой радиации меняется также в течение года, так как меняются продолжительность дня и высота солнца. Суточный ход прямой радиации, поступающей на перпендикулярную лучам и на горизонтальную поверхности, также различен вследствие неодинакового угла падения лучей на эти поверхности.

Суточный ход прямой радиации зависит и от широты места: в низких широтах максимум в околополуденные часы выражен значительно резче, чем в высоких. Причина заключается в том, что с приближением к полюсу меньше изменяется высота солнца в течение дня. На полюсах, например, изменение высоты солнца на протяжении суток настолько незначительно, что здесь суточный ход прямой радиации практически отсутствует.

Годовой ход прямой радиации характеризуется изменением среднемесячных полуденных ее значений. Наиболее резко выражен годовой ход прямой радиации на полюсе. В зимнее полугодие солнечная радиация здесь отсутствует, а к моменту летнего солнцестояния может достигать $1,30 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$ На экваторе, наоборот, амплитуда годового хода прямой радиации наименьшая. Кроме того, на экваторе годовой ход прямой радиации имеет вид двойной волны. Максимумы, достигающие $1,32 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$, приходятся на дни весеннего и осеннего равноденствия, а минимумы, составляющие около $0,80 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$, – на дни летнего и зимнего солнцестояния. В средних широтах в годовом ходе полуденной прямой радиации максимум должен был бы наблюдаться в момент летнего солнцестояния, когда высота солнца наибольшая, а минимум – в момент зимнего солнцестояния, когда она наименьшая. Это объясняется тем, что в летние месяцы вследствие увеличения содержания в воздухе водяного пара и пыли сильно уменьшается прозрачность атмосферы. Большое значение для сельского хозяйства, строительства и решения ряда технических задач имеют данные о суммах прямой радиации, получаемой горизонтальной поверхностью за сутки, месяц, год. Различают теоретические, возможные и действительные суммы прямой радиации. Теоретической суммой называется количество радиации, поступающее от Солнца за тот или иной промежуток времени на единицу горизонтальной поверхности, находящейся на внешней границе атмосферы

Возможной суммой называется количество лучистой энергии, которое поступало бы в данном месте при средней для него прозрачности атмосферы и при полном отсутствии облаков за тот или иной промежуток времени на единичную горизонтальную площадку, находящуюся на земной поверхности. Действительной суммой прямой радиации называется фактическое ее количество, поступившее за тот или иной промежуток времени на единичную горизонтальную площадку, находящуюся на земной поверхности. Действительные суммы находятся путем обработки записей актинографа или из наблюдений по актинометру с учетом продолжительности солнечного сияния, устанавливаемой по записям гелиографа.

Таблица 2 Суточные суммы прямой радиации в разные дни в Харькове (кал/см^2)

Сумма		16/III	15/IV	15/XI	16/XII
Теоретическая	Возможная	519,6	985,2	610,4	167,9 77,0
Действительная		305,3	584,3	365,0	11,8
		116,8	361,6	215,1	

В табл. 2 приведены теоретические, возможные и действительные суточные суммы прямой радиации в Харькове в разное время года. Данные табл. 2 указывают, что в ослаблении солнечной радиации большую роль играют атмосфера (даже в ясные дни при средней прозрачности атмосферы земная поверхность получает лишь около 60% солнечной энергии, приходящей на верхнюю границу атмосферы), а также облачность

(она значительно уменьшает приход прямой радиации по сравнению с возможными ее суммами).

Наблюдения показывают, что действительные суммы прямой радиации в весенние и летние месяцы незначительно увеличиваются от высоких к низким широтам, за исключением заполярных областей, где они резко уменьшаются. Осенние и зимние суммы значительно убывают с увеличением широты, что приводит также к сильному уменьшению годовых сумм в том же направлении

Лабораторная работа №7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРИЕМНИКА ПО ЗАДАНЫМ ИСХОДНЫМ ДАННЫМ

Цель работы: рассчитать диаметр входного зрачка, при известной дальности действия, определение фокусного расстояния и относительного отверстия оптического устройства (объектива) видеокамеры, а также выбор объектива по этим параметрам.

$$L = \sqrt{\frac{D^* f_x \cdot T^3 \cdot D^*(f_0) \cdot T_0 \cdot \Delta T_{\text{пор}} \cdot \Delta \ln \lambda_{\text{эф}} \cdot \Delta y^2}{21.6 \cdot 10^{10} \cdot \mu \cdot \sqrt{f_0} \cdot \Delta y'}}. \quad (1)$$

Выразим из формулы (1) $D_{\text{вх}}$:

$$D_{\text{вх}} = \sqrt{\frac{L^2 \cdot 21.6 \cdot 10^{10} \cdot \mu \cdot \sqrt{f_0} \cdot \Delta y'}{T^3 \cdot D^*(f_0) \cdot T_0 \cdot \Delta T_{\text{пор}} \cdot \Delta \ln \lambda_{\text{эф}} \cdot \Delta y^2}}, \quad (2)$$

где L – дальность действия, основной параметр ОЭП, $L = 100$ м;

$\square$ – отношение сигнал/шум, выбирается из условия многократного превышения сигнала над шумом для того, чтобы обеспечить качественную картину объектива, $\square = 10$;

f_0 – частота модуляции ФП, $f_0 = 400$ Гц [7];

$\Delta y'$ – размер чувствительной площадки ФП, 1 мм;

$\Delta T_{\text{пор}}$ – пороговое температурное разрешение, 0,1;

$\Delta \ln \square_{\text{эф}}$ – табличная величина, она зависит от температуры объекта и от длины волны, $5,1 \cdot 10^{-2}$ [9]

Δy – элемент пространственного разрешения объекта, возьмем размер глаза, 50 мм.

$D^*(f_0)$ – удельная обнаружительная способность ФП, [см, Гц^{1/2}, Вт⁻¹].

$$D^*(f_0) = \frac{\Delta y' \sqrt{f_0}}{\Phi_{\text{пор}}}, \quad (3)$$

где $\Phi_{\text{пор}}$ – пороговый поток ФПУ;

$$\Phi = 5 \times 10^{-12} = 0,2 \times 10^{12}; [\text{Вт}^{-1}]$$

$$D^*(f_0) = 4 \times 10^{12}$$

T – температура объекта в градусах, за объект берем человека $t = 36^\circ \text{C}$, $T = 273^\circ + 36^\circ = 309^\circ \text{K}$.

T_0 – параметр, который учитывает $\square_{\square}, \square \square_{\text{с}}$;

$$T_0 = \tau_0 \times \tau_{\text{с}}, \quad (4)$$

где $\square_{\text{с}}$ – коэффициент пропускания среды,

$$\square_{\text{с}} = \square_{\text{H}_2\text{O}} \times \square_{\text{CO}_2}, \quad (5)$$

где τ_{H_2O} – спектральный коэффициент пропускания излучения парами воды для горизонтальной трассы на уровне моря, $\tau_{H_2O}=0.96$ [8].

τ_{CO_2} – спектральный коэффициент пропускания излучения CO_2 для горизонтальной трассы на уровне моря,

$$\tau_{CO_2}=0.97;$$

$$\tau_c=0.96 \times 0.97=0.93.$$

$\tau_{об}$ - коэффициент пропускания объектива [8].

$$\tau_{об}=(1 - \tau)^n, \quad (6)$$

где n – количество преломляющих поверхностей.

τ - коэффициент отражения объекта.

Вычислим τ , которое определяется через ρ [8]:

$$\tau = 1 - 0.95 = 0.05;$$

$$\tau_{об}=(1-0.05)^{10}=0.599.$$

Подставив полученные значения, рассчитанные по формулам (5), (6) в формулу (4) получим

$$T_0=0.93 \cdot 0.599=0.557.$$

Подставив все значения в формулу (2), получим

$$D_{ex} = \sqrt{\frac{10^{10} \cdot 21.6 \cdot 10^{10} \cdot 10 \sqrt{400} \cdot 2}{309^3 \cdot 4 \cdot 10^{12} \cdot 0.577 \cdot 0.1 \cdot 5.1 \cdot 10^{-2} \cdot (50)^2}} = 32.1 \text{ (мм)}.$$

ГАБАРИТНЫЙ РАСЧЕТ

Целью этого пункта проекта является определение фокусного расстояния и относительного отверстия оптического устройства (объектива) видеокамеры, а также выбор объектива по этим параметрам (рисунок 27).

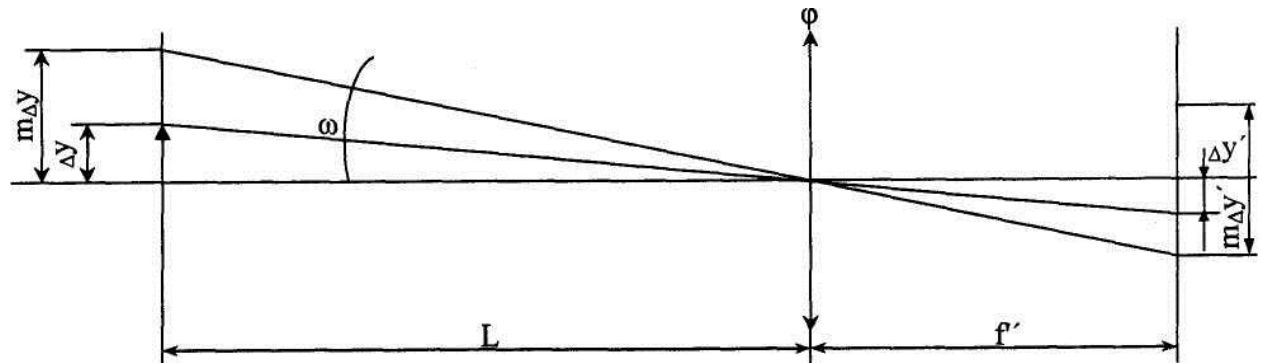


Рисунок 27 – Схема для определения фокусного расстояния и поля зрения

1 Расчет фокусного расстояния:

$$\frac{\Delta y}{L} = \frac{\Delta y'}{f'}, \quad (7)$$

Выразим из формулы 7 фокусное расстояние f' :

$$f' = \frac{\Delta y' \times L}{\Delta y}, \quad (8)$$

где $\Delta y'$ -соответствует размеру чувствительной площадки ФП;

Δy – возьмем 50 мм, для разрешения человека;

L – дальность действия 100 м.

$$f' = \frac{0,02(100 \times 10^3)}{50} = 40 \text{ (мм)}.$$

2 Расчет относительного отверстия:

$$2 \square \square \square \arctg (ny / L), \quad (9)$$

где ω - угол поля зрения;

y – размер объекта (рост человека 175 см);

n – число размеров объекта.

Поле зрения $\square$ выбирается в зависимости от режима работы, по какому объекту (движущемуся или неподвижному). Режим обнаружения поля зрения, $n=2 \div 4$ размера объекта – объект неподвижен, тогда

$$2 \square \square \square \arctg (4 \times 175 / 100) = 10^\circ.$$

Лабораторная работа №8. ПЕРЕСЧЕТ ЭТАЛОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ФОТОПРИЕМНИКОВ К РАБОЧИМ

Цель работы: рассчитать параметры фотоприемников, используя характеристики, представленные в таблице 5.

Важнейшим параметром фотоприемника является чувствительность. Этот параметр можно до определенной степени считать аналогичным коэффициенту усиления в приборах с электронной проводимостью. В общем случае чувствительность фотоприемника отражает изменение электрического состояния на выходе фотоприемника при подаче на его вход единичного оптического сигнала.

В зависимости от измеряемого электрического параметра на выходе фотоприемника различают токовую и вольттовую чувствительности фотоприемника. Если измеряемой величиной является фототок, то имеем токовую чувствительность (A/V). Чувствительность фотоприемника, у которого измеряемой величиной является напряжение фотосигнала, называется вольттовой чувствительностью (A/V).

Вообще говоря, чувствительность фотоприемника не есть постоянная величина и зависит, в частности, от параметров излучения. Для учета этой зависимости вводят понятия статической и динамической дифференциальной чувствительности фотоприемника, при этом статическая чувствительность определяется отношением постоянных значений измеряемых величин.

Чувствительность зависит от длины волны падающего излучения. Поэтому различают интегральную и монохроматическую чувствительности фотоприемника к немонахроматическому излучению заданного спектрального состава. Монохроматическая чувствительность — это чувствительность фотоприемника к монохроматическому излучению.

Шумовые и пороговые параметры. Помимо полезного сигнала на выходе фотоприемника всегда имеет место хаотический сигнал со случайной амплитудой и спектром — это шум фотоприемника. Источники шума могут быть по отношению к фотоприемнику как внутренними, так и внешними. Шум не позволяет регистрировать сколь угодно малое значение входного излучения, так как оно становится неразличимым на фоне шума. В оптимально сконструированном фотоприемнике чувствительность к малым входным сигналам определяется только уровнем собственных шумов прибора. Шумы определяются случайными (флуктуационными) процессами, и уровень шумов характеризуют вероятностными параметрами: математическим ожиданием (средний уровень шума), среднеквадратичным значением или дисперсией. Распределение мощности шума по спектру часто задается спектральной плотностью шума — шумом в единичной полосе частот.

В фотоприемниках, наряду с обычными для полупроводников видами шумов (тепловым, дробовым и др.), добавляется также радиационный (фотонный) шум, который определяется флуктуациями оптического сигнала, попадающего на фотоприемник.

Обычно шум фотоприемника количественно характеризуют током шума или напряжением шума. Под током шума $i_{\text{ш}}$ понимают среднеквадратичное значение флуктуации тока, протекающего через фотоприемник в указанной полосе частот. Напряжение шума — это среднеквадратичное значение флуктуации напряжения на заданном сопротивлении нагрузки в цепи фотоприемника.

Связь чувствительности фотоприемника с шумами количественно определяют пороговым потоком фотоприемника $\Phi_{\text{п}}$, равным среднеквадратичному значению действующего на фотоприемник потока излучения, при котором среднеквадратичное значение фототока равно среднеквадратичному значению тока шума. Таким образом, если на фотоприемник действует некоторый поток излучения Φ , то на выходе фотоприемника появляются одновременно сигнал шума $i_{\text{ш}}$ и полезный сигнал $i_{\text{ф}}$. Если поток излучения

равен пороговому потоку $\Phi_{\text{пор}}$, то значения тока шума и фототока сравниваются, т. е. $I_{\text{ш}} = I_{\text{ф}}$ при $\Phi = \Phi_{\text{пор}}$.

Так как шум зависит от полосы частот, в котором шум измеряется, то значение $\Phi_{\text{пор}}$ зависит от частоты. Поэтому чаще всего определяют порог фотоприемника в единичной полосе частот ($\Phi_{\text{пор1}}$) как минимальное среднеквадратичное значение синусоидально-модулированного потока с заданным спектром, взятое по отношению к полосе пропускания частот.

Уровень шумов фотоприемника зависит от площади фоточувствительного элемента. Для характеристики этой зависимости введен параметр $\Phi'_{\text{пор1}}$ — удельный пороговый поток фотоприемника

$$\Phi'_{\text{пор1}} = \Phi_{\text{пор1}} / B \quad (6-4)$$

Где $\Phi_{\text{пор1}}$ — поток в единичной полосе частот; B — площадь фоточувствительного элемента фотоприемника.

Таким образом, удельный пороговый поток — это поток фотоприемника в единичной полосе частот, отнесенный к единичному по площади фоточувствительному элементу.

Фотоприемники излучения. Параметры и характеристики

Параметры излучения, преобразуя модулированное по интенсивности световое излучение в электрический сигнал, осуществляют детектирование света. Основными параметрами приемников являются чувствительность, темновой ток и порог чувствительности. Параметры определяются при заданных источнике излучения (обычно монохроматическом), электрическом режиме и температуре.

$$S_{\lambda} = \frac{I}{P_{\lambda}} \quad (1)$$

Чувствительность представляет собой отношение изменения электрической величины на выходе приемника, вызванного падающим на него излучением, к количественной характеристике этого излучения, представленной любой энергетической или фотометрической величиной. Для приемников ВОСП обычно указывается монохроматическая чувствительность по току. Электрической величиной на выходе здесь является ток, а количественной характеристикой излучения — мощность монохроматического источника на входе приемника с заданной длиной волны. Чувствительность S_{λ} имеет размерность А/Вт.

Где, ΔI — приращение фототока; ΔP_{λ} — изменение плотности монохроматического потока.

Темновым током называют постоянный ток, протекающий через приемник в отсутствие действия светового потока в диапазоне спектральной чувствительности. Темновой ток является одним из источников шума.

Порог чувствительности определяется как среднеквадратическое значение первой гармоники действующего на приемник модулированного потока излучения источника фотосигнала, при котором среднеквадратическое значение первой гармоники напряжения (тока) фотосигнала равно среднеквадратическому значению напряжения (тока) шума, приведенному к единичной полосе на частоте модуляции потока излучения. Иными словами порог чувствительности находится, когда отношение сигнал-шум на выходе в полосе 1 Гц равно единице.

$$P = m * \frac{\sqrt{u_{\text{ш}}^2}}{S} \quad (2)$$

Где, ΔP — порог чувствительности; m — число, в которое сигнал фотоприемника превышает уровень шума; S — чувствительность; $u_{\text{ш}}^2$ — уровень шума, заданный как

дисперсия.

Помимо указанных параметров в паспорте приборов приводятся некоторые параметры электрической эквивалентной схемы (на пример, емкость, последовательное сопротивление), параметры предельно допустимого режима (допустимые значения напряжения, мощности, рабочих температур), а также условия хранения приборов.

Основными характеристиками приборов являются вольтамперная, спектральная, энергетическая, частотная и переходная. Вольт-амперная характеристика строится для заданных входной мощности температуры. Остальные характеристики соответствуют указанному электрическому режиму и постоянной температуре. Спектральная характеристика отражает зависимость монохроматической чувствительности от длины волны регистрируемого потока излучения.

Она может быть абсолютной и относительной. В первом случае по оси ординат откладывается абсолютная величина чувствительности (например, в А/Вт), во втором – относительная величина, отнесенная к максимуму спектральной чувствительности. Энергетической характеристикой называют зависимость фототока от входной мощности оптического излучения.

Частотная характеристика представляет собой зависимость чувствительности от частоты гармонической модуляции потока излучения. Переходная нормированная характеристика определяется под действием импульса оптического излучения в форме единичной ступени. Это – зависимость от времени отношения фототока, описывающего реакцию приемника установившемуся значению фототока. Переходная характеристика может быть прямой и обратной. Первая соответствует ступеньке появления излучения, вторая – прекращению излучения.

Энергетическая, частотная и переходная характеристики определяются для источника с заданной длиной волны. Частотная и переходная характеристики обычно приводятся для фиксированного сопротивления нагрузки. По этим характеристикам находят параметры, описывающие частотные и импульсные свойства прибора: предельную частоту, время нарастания и спада.

Основные виды фотоприемников излучения

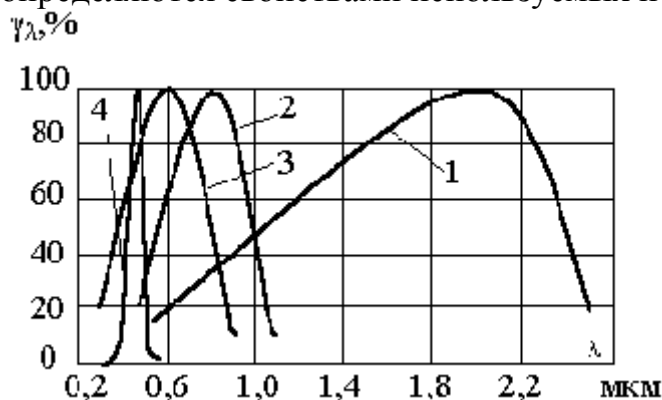
Фотоэлектрические приемники излучения используют внешний и внутренний фотоэффекты. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом -это вакуумные и газонаполненные фотоэлементы и фотоумножители. Принцип действия этих фотоэлементов заключается в том, что кванты света, достигая поверхности фотокатода, выбивают электроны, которые увлекаются внешним электрическим полем и создают фототок.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом – это фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы. В дальнейшем будем рассматривать только фотоэлементы с внутренним фотоэффектом.

Фоторезисторы

Представляют собой однородную полупроводниковую пластинку с контактами, которая при освещении уменьшает свое сопротивление в результате внутреннего фотоэффекта.

Спектральные характеристики фоторезисторов представлены на рисунке 1 и определяются свойствами используемых полупроводниковых материалов.



Кривая 1 характеризует фоторезисторы из сернистого свинца (тип ФС-А), кривая 2 — из селенида кадмия (тип ФС-Д), кривая 3 — из поликристаллов кадмия (тип ФС-К) и кривая 4 из монокристаллов сернистого

кадмия (тип ФС-КМ).

Вольтамперные характеристики фоторезисторов линейны в пределах допустимых мощностей рассеяния. Постоянные времени составляют 10^{-2} - 10^{-5} с.

Порог чувствительности фоторезисторов определяются дрейфом темнового сопротивления и шумами различных видов. Дисперсия дробового и теплового шумов определяется соответственно формулами:

$$u^{-2}_{\text{дроб}} = 4 \cdot e \cdot i_0 \cdot R^2 \cdot \Delta f \quad u^{-2}_{\text{ш.ш}} = A \cdot i_0 \cdot R^2 \cdot \Delta f / f \quad \text{Где } k -$$

постоянная Больцмана; T- абсолютная температура; Δf - полоса частот; e- заряд электрона; i_0 – среднее значение тока

$$u^{-2}_{\text{тепл}} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f$$

через фоторезистор. Избыточный шум (шум вида 1/f) обусловлен неоднородностью структуры материала чувствительного слоя приемника. Дисперсию избыточного шума определяют по формуле (5):

Где $A=10^{-11}$ - 10^{-12} - постоянный коэффициент. Фотонный шум определяется флуктуациями числа фотонов, попадающих на фотоприемник.

Характеристики фоторезисторов (темновое сопротивление, чувствительность, инерционность) зависят от температуры. Темновое сопротивление и чувствительность с ростом температуры уменьшаются, а постоянная времени τ , определяющая быстродействие фотоэлемента, увеличивается. Для большинства фоторезисторов допустимый температурный диапазон составляет от -60 до $+60^{\circ}\text{C}$.

Следует отметить, что фоторезисторы могут иметь самые разнообразные конструктивные решения: герметизированные, с жесткими и мягкими выводами, кольцевой формы и т.д. Конструкция фоторезистора ФСК-1 показана на рисунке 2,а. Представляют интерес дифференциальные фоторезисторы, которые имеют три вывода и могут прямо включаться в дифференциальные измерительные цепи. Дифференциальный фоторезистор типа ФСК-7А изображен на рисунке 2,б. Позиционно-чувствительные фоторезисторы выполняют роль бесконтактных реохордов и делителей тока, управляемых перемещением светового пятна. Конструкция такого фоторезистора показана на рисунке 2,в. На диэлектрической подложке нанесены фоторезистивная полоса 1, высокоомный резистивный слой 2 и низкоомный резистивный слой 3, представляющий собой эквипотенциальный коллектор. Фоторезистор

освещается световым зондом 4. Эквивалентная схема фоторезистора показана на рисунке 2,г, где R - сопротивления отдельных участков резистивного слоя 2; g_T и g_C – соответственно темновая и световая проводимости участков фоторезистора; C - емкость между резистивным слоем 2 и коллектором 3. Схема деления напряжения в предположении, что g_T , g_C и C стремятся к нулю, показана на рисунке 2,д. Лучшие фотопотенциометры имеют разрешающую способность 1- 10 мкм.

Фоторезисторы широко применяются в преобразователях перемещений. В этом случае перемещение светового зонда возможно как в направлении, перпендикулярном электродам (рисунок 2,е), так и в направлении, параллельном электродам (рисунок 2,ж). В первом случае проводимость резистора определяется формулой (6):

Г

$$G = [1 + \eta(n - 1)] / R_{\text{темн}} \quad (6)$$

где $R_{\text{темн}}$ - темновое сопротивление; n - кратность изменения сопротивления при заданной освещенности; $\eta = h_{\text{осв}}/h$ - отношение ширины освещенной части к полной ширине элемента.

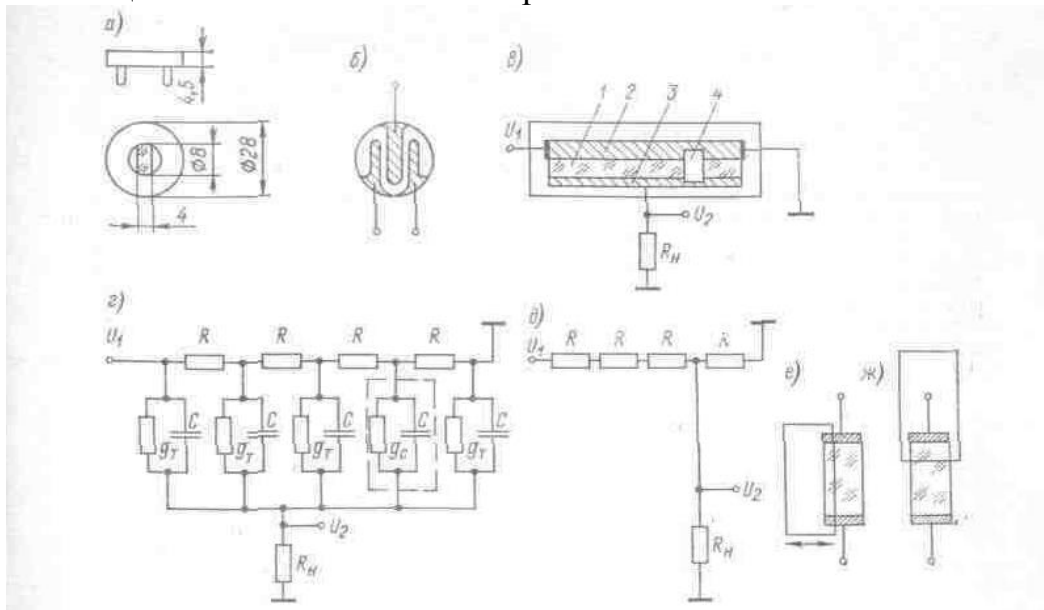


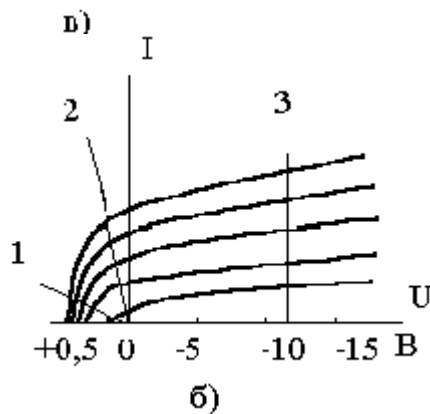
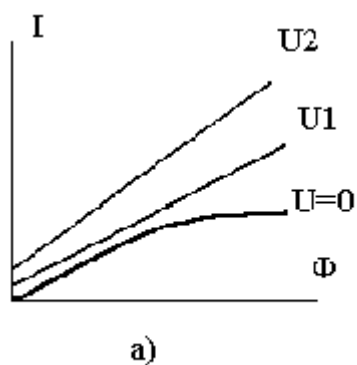
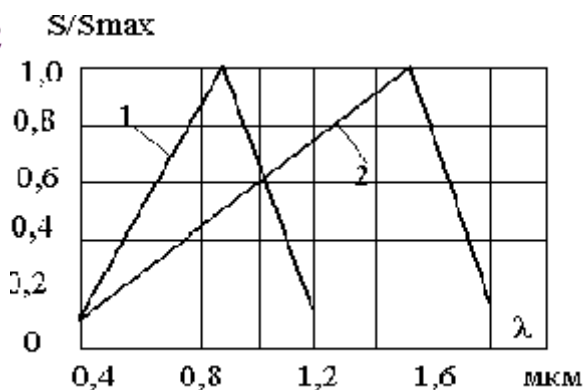
Рисунок 2

$G_0 = [1 + 0,5 * (n - 1)] / R_{\text{темн}} \quad (7)$ Полагая, что в начальном положении $\eta = 0,5$ и можно найти относительное изменение проводимости $\varepsilon = 2 * \xi / h / h(8)$ в зависимости от относительного ξ $G/G_0 = \varepsilon$, при малых кратностях $n = 1,2$ имеем $G/G_0 \approx 0,1 * \varepsilon$ перемещения $G/G_0 = f(\xi) \quad (9)$ как $G/G_0 = 0,5 * \varepsilon * (n - 1) / [1 + 0,5 * (n - 1)] \quad (10) \quad (11)$ При кратностях изменения сопротивления $n > 100$ значение При смещении светового пятна параллельно электродам начальное сопротивление фоторезистора R_0 при $\eta = l_{\text{осв}}/l = 0,5$ составляет $R_0 = 0,5 R_{\text{темн}} * (n + 1) / n \quad (12)$. Относительное изменение сопротивления определяется как $\Delta R / R_0 = \varepsilon * (1 - n) / (1 + n) \quad (13)$ и равно $\Delta R / R_0 = \varepsilon$ при $n > 100$ и $\Delta R / R_0 = 0,99 * \varepsilon \quad (14)$ при $n = 1,2$.

1.4. Фототранзисторы. Фотодиоды.

Фотодиоды (ФД) и фототранзисторы (ФТ) относятся к группе полупроводниковых фотоприемников. В фототранзисторе совмещены фотодиод и усилитель фототока. ФД могут работать в двух режимах – фотогенераторном (вентильном) и фотодиодном. В фотогенераторном режиме источник внешнего напряжения отсутствует. В фотодиодном режиме к ФД приложено запирающее напряжение. При отсутствии облучения под действием этого напряжения

$$E \approx 550 \text{ мкВт/мм}^2$$

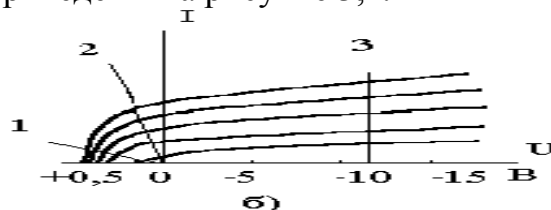
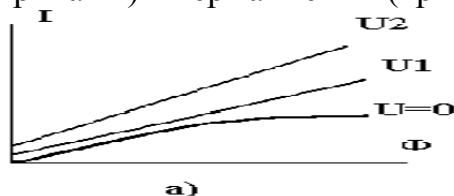


проходит лишь небольшой темновой ток, а при освещении р-п-перехода ток увеличивается в зависимости от интенсивности облучения. Рисунок 3. На рисунке 3,а показаны световые характеристики ФД, на рисунке 3,б – вольтамперные характеристики ФД, там же проведены

прямые, соответствующие нагрузочным характеристикам ФД в генераторном режиме при большом (прямая 1) и малом (прямая 2) сопротивлении нагрузки и в фотодиодном режиме (прямая 3). Из приведенных характеристик очевидно, что фотодиодный режим характеризуется наличием темнового тока, возрастающего при увеличении приложенного напряжения. Напряжение холостого хода U_{xx} в фотогенераторном режиме (рис. 3,б) не превышает 0,2 – 0,5 В (потенциальный барьер) и увеличивается при увеличении освещенности лишь до значений. Характеристика $I_{к.з.} = f(E)$ обладает большой линейностью, ток пропорционален освещенности до значения:

$$E \approx 10^3 \div 10^4 \text{ лк} \quad E \approx 1500 \text{ мкВт/мм}^2$$

. Линейность характеристик в фотодиодном режиме наблюдается до освещенностей: - для германиевых ФД и $E=10^5$ – для кремниевых ФД. Характеристики относительной спектральной чувствительности кремниевых (кривая 1) и германиевых (кривая 2) ФД приведены на рисунке 3,в.



Интегральная чувствительность серийно выпускаемых ФД и ФТ определяется в фотодиодном режиме при освещенности от стандартного источника с цветовой температурой $T_{\text{цв.}} = 2360 \text{ К}$ как

Для кремниевых ФД порог чувствительности может достигать $10^{-13} - 10^{-14} \text{ Вт*Гц}^{0.5}$, для германиевых $10^{-12} \text{ Вт*Гц}^{0.5}$. Для реализации низких порогов входные сопротивления усилителей, используемых с ФД, должны быть в диапазоне 5-50 МОм.

Инерционность ФД определяется временем пролета носителей ($10^{-8} - 10^{-9} \text{ с}$) и постоянной времени RC-цепи, образованной емкостью р-п-перехода и последовательно включенной с ней суммой сопротивлений собственно ФД и нагрузки $R_{\text{н}}$. Емкость р-п-перехода для фотодиодов составляет в зависимости от площади перехода 10 – 100 пФ и уменьшается с увеличением обратного напряжения, приложенного к переходу. При напряжениях примерно равных 10 В и сопротивлениях нагрузки не превышающих 10 – 100 кОм, частотный диапазон может достигать 0,1 – 1 МГц. Специальные ФД имеют частотный диапазон до $10^8 - 10^9 \text{ Гц}$. Характеристики ФД зависят от температуры. Для кремниевых ФД в генераторном режиме напряжение $U_{\text{хх}}$ падает с уменьшением температуры примерно на 2,5 мВ/К, ток короткого замыкания увеличивается, относительное изменение тока составляет около $3 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$. При повышении температуры максимум спектральной чувствительности смещается в сторону длинноволнового излучения, монохроматическая чувствительность увеличивается на $0,002 \text{ К}^{-1}$. Очень сильно зависит от температуры темновой ток, увеличиваясь при повышении температуры от 20 до 60° С в сотни раз. На рисунке 4 приведены зависимости темновых токов от температуры для кремниевых (рис. 4,а) и германиевых (рис. 4,б) ФД.

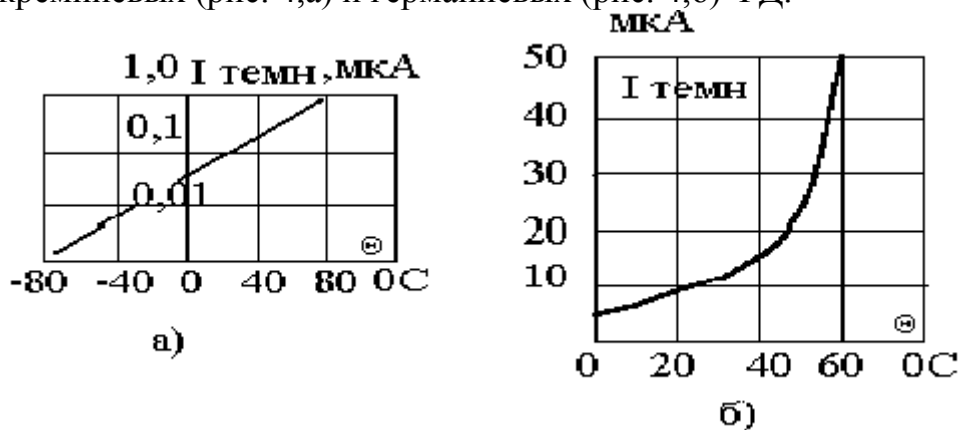


Рисунок 4
Характеристики некоторых ФД и ФТ приведены в таблице 5

Тип фотоприемника	Площадь чувствительной поверхности, мм^2	Рабочее напряжение, В	Интегральная чувствительность, мА/лм	Темновой ток, мкА	Постоянная времени, с
ФД-1	5	15	20	30	$5 \cdot 10^{-5}$
ФД-2	1	30	20	25	$5 \cdot 10^{-5}$
ФД-3	2	10	15	10	$5 \cdot 10^{-5}$

ФД-5Г	5	15	25	1	$(3-5)*10^{-6}$
ФД-6К	2	20	7	5	$(3-5)*10^{-6}$
ФД-7К	78	27	2,5	10	10^{-7}
ФД-9К	19,6	10	3	1	10^{-7}
1690	2	20	4	1	-
1691	2	0	0,7	1	$3*10^{-6}$
ФТ-1К	2	5	70	1	-
ФТК-3	3	5	1000	3	10^{-4}