

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова

Физический факультет
кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

Методическая разработка
по общему физическому практикуму

Задача № 165

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР С
ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА С
ИСЧЕЗАЮЩЕЙ НИТЬЮ

Составил описание доц. Пахомов А.С.

Москва 2011 г.

Подготовил методическое пособие к изданию доц. Авксентьев Ю.И.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА С ИСЧЕЗАЮЩЕЙ НИТЬЮ.

Целью настоящей работы является:

1. Измерение яркостной температуры вольфрамовой спирали лампы накаливания при разной величине подводимой к ней мощности и последующее определение истинной температуры спирали.
2. Определение приближенного вида зависимости суммарной испускательной способности вольфрама от его истинной температуры.
3. Наблюдение изменения оптического спектра твердого тела при изменении его температуры.

Краткое теоретическое введение. *)

Тепловое излучение.

§1. Закон Киргофа.

Согласно классической электронной теории, заряженные частицы, входящие в состав атомов и молекул, образуют колебательные системы – осцилляторы, испускающие при колебаниях электромагнитные волны. Для того, чтобы возбудить колебания осцилляторов, требуется сообщить им каким-либо способом энергию. Самым распространённым способом возбуждения осцилляторов является сообщение им энергии за счёт теплового движения частиц вещества. Получающееся при этом излучение называется *тепловым (температурным) излучением*. Так как частицы вещества находятся в непрерывном тепловом движении, то любые тела всегда испускают тепловое излучение – совокупность электромагнитных волн со всевозможными частотами.

Тепловое излучение характеризуют величиной *потока энергии* $d\Phi$, т.е. энергией, испускаемой каким-либо участком поверхности тела в единицу времени (иначе говоря, световой мощностью). Поток энергии измеряется в ваттах (в отличие от светотехники, где он оценивается по зрительному впечатлению и измеряется в люменах).

Опыт показывает, что тела, хорошо испускающие тепловое излучение, одновременно хорошо поглощают его. Было установлено также, что количество испускаемой и поглощаемой телом энергии существенно зависит от двух параметров: от температуры тела T и от частоты ω (или длины волны λ), испускаемых или поглощаемых электромагнитных волн. Таким образом, поток энергии является функцией температуры тела и частоты излучения.

*) Теоретическое введение к задаче написано доц. Пустоваловым Г.Е.

Поэтому в дальнейшем мы будем обозначать его $d\Phi_{\omega,T}$.

Выберем из излучения лишь ту часть, которую несут волны с частотами, лежащими в спектральном интервале от ω до $\omega+d\omega$. *Испускательной способностью* $E_{\omega,T}$ тела при температуре T для частоты ω мы будем называть отношение потока энергии, испускаемого единицей поверхности тела в этом спектральном интервале, к величине спектрального интервала, т.е.

$$E_{\omega,T} = \frac{d\Phi_{\omega,T}}{d\omega}. \quad (1)$$

Пусть на поверхность тела, имеющего температуру T , падают электромагнитные волны, частоты которых лежат в спектральном интервале от ω до $\omega+d\omega$ и которые несут поток энергии $d\Phi_{пад}$. Некоторая часть $d\Phi_{погл}$ этого потока поглощается телом, остальная же часть потока отражается. *Поглощательной способностью* $A_{\omega,T}$ тела для этого интервала частот при данной температуре мы будем называть отношение величины поглощаемого потока к величине падающего, т.е.

$$A_{\omega,T} = \frac{d\Phi_{погл}}{d\Phi_{пад}}. \quad (2)$$

Эту величину называют также *коэффициентом поглощения*. Величина $A_{\omega,T}$ по определению представляет собой правильную дробь, которая в зависимости от природы тела, его температуры T и частоты падающего излучения ω может принимать все значения от нуля до единицы. Для идеально отражающего тела, которое вообще не поглощает падающий на него световой поток, $A_{\omega,T} = 0$. Тело, которое поглощает целиком падающий на него поток в любом интервале частот при любой температуре, называется *абсолютно чёрным телом*. Для него $A_{\omega,T} = 1$. Тело, для которого $A_{\omega,T}$ постоянная величина, не зависящая от ω и T , называется *серым*.

Используя весьма общие свойства термодинамических систем, Кирхгоф установил закон, связывающий между собой испускательную и поглощательную способности любых тел: *отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела* и представляет собой универсальную для всех тел функцию частоты излучения и температуры. Пусть испускательные способности тел $E_{\omega,T}^{(1)}$, $E_{\omega,T}^{(2)}$, $E_{\omega,T}^{(3)}$, ..., испускательная способность абсолютно чёрного тела $E_{\omega,T}$, а поглощательные способности этих тел соответственно $A_{\omega,T}^{(1)}$, $A_{\omega,T}^{(2)}$, $A_{\omega,T}^{(3)}$, ... и 1 (для абсолютно чёрного тела). Тогда закон Кирхгофа можно выразить следующей математической формулой:

$$\frac{E_{\omega,T}^{(1)}}{A_{\omega,T}^{(1)}} = \frac{E_{\omega,T}^{(2)}}{A_{\omega,T}^{(2)}} = \frac{E_{\omega,T}^{(3)}}{A_{\omega,T}^{(3)}} = \dots = \frac{E_{\omega,T}}{1} = f(\omega,T). \quad (3)$$

Здесь $f(\omega,T)$ - функция частоты и температуры, которая, как следует из этой формулы, совпадает с зависимостью испускательной способности $\epsilon_{\omega,T}$

абсолютно чёрного тела от ω и T .

Отсюда можно сделать заключение об особой роли испускательной способности абсолютно чёрного тела в изучении закономерностей теплового излучения. Во-первых, если известны испускательная способность абсолютно чёрного тела и поглощательная способность какого-либо тела, то легко найти испускательную способность этого тела. Это существенно, так как поглощательная способность на опыте определяется намного легче, чем испускательная. Во-вторых, испускательная способность абсолютно чёрного тела не должна зависеть ни от каких свойств, кроме способности полностью поглощать падающее излучение. Поэтому как теоретическое, так и экспериментальное исследование свойств теплового излучения можно проводить на произвольной модели абсолютно чёрного тела, лишь бы оно полностью поглощало падающее излучение.

§ 2. Излучение абсолютно чёрного тела.

В природе абсолютно чёрных тел, строго говоря, нет. Тела, наиболее близкие к абсолютно чёрному (сажа, платиновая чернь), имеют поглощательную способность около 0,99. На практике можно, однако, получить излучение, сколь угодно мало отличающееся от излучения абсолютно чёрного тела. В стенке оболочки, образующей замкнутую полость, делается небольшое отверстие (рис. 1). Луч света, попадающий в полость через отверстие, при падении на стенку полости, частично поглощается ею, частично отражается от

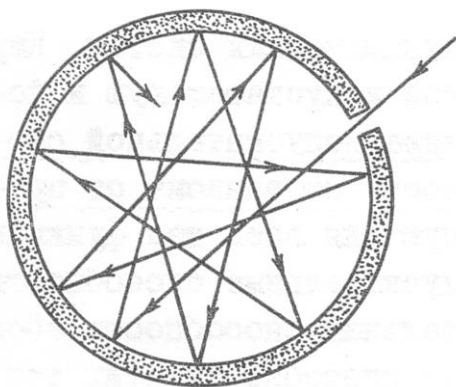


Рис. 1

неё. Благодаря малой величине отверстия, перед тем как выйти из него наружу, луч претерпевает большое число повторных отражений, сопровождающихся поглощениями. В результате практически весь свет любой частоты, попавший в отверстие, поглощается в полости. Стало быть, отверстие в оболочке представляет собой участок поверхности абсолютно чёрного тела. Между отдельными частями полости происходит теплообмен, обусловленный как теплопроводностью так и электромагнитным излучением. Если

оболочка изолирована, то, согласно известным положениям термодинамики, в конце концов, устанавливается равновесие – температура всех частей оболочки становится одинаковой, и в дальнейшем изменяться не будет. Параметры, характеризующие излучение в полости (плотность энергии, её распределение в спектре), тоже станут постоянными. Таким образом, в полости, стенки которой находятся при некоторой температуре, устанавливается *равновесное излучение*, небольшая часть которого выходит из отверстия и представляет собой излучение абсолютно чёрного тела.

Изменяя температуру полости и используя какое-либо спектральное приспособление и приёмник излучения, можно исследовать излучение абсолютно чёрного тела при разных температурах. График найденной на опыте зависимости испускательной способности $\epsilon_{\omega, T}$ абсолютно чёрного тела от частоты ω при постоянной температуре представляет собой кривую, имеющую максимум при некоторой частоте и стремящуюся к нулю как при низких, так и при высоких частотах (рис. 2).

Стефан экспериментально и Больцман теоретически, на основе термодинамики, установили, что суммарная энергия всего спектра электромагнитных волн, излучаемых с единицы поверхности абсолютно чёрного тела в единицу времени (энергетическая светимость), пропорциональна четвёртой степени его абсолютной температуры. Математически закон Стефана-Больцмана можно записать в виде

$$\epsilon_T = \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega, T} d\omega = \sigma T^4, \quad (4)$$

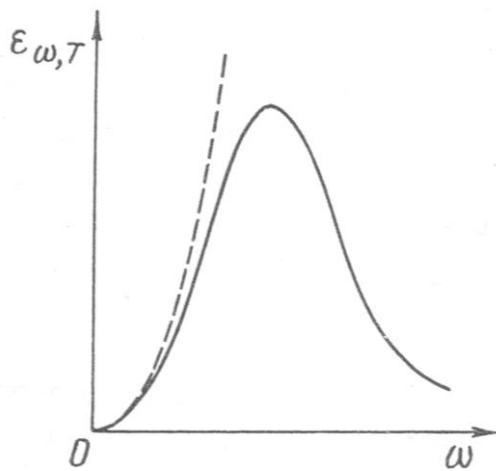


Рис. 2

где $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ - фундаментальная постоянная Стефана-Больцмана.

Вин, также пользуясь методами термодинамики, нашёл, что частота $\omega_{\text{макс}}$ или длина волны $\lambda_{\text{макс}}$, на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно чёрного тела, закономерно изменяется в зависимости от температуры: при повышении температуры максимум испускательной способности смещается в область более коротких длин волн (более высоких частот).

Это положение носит название *закона смещения Вина*. Математическое выражение его имеет вид

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{b}{T}, \quad (5)$$

где $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м}$. При теоретическом исследовании излучения абсолютно чёрного тела удобнее пользоваться частотой ω , а не длиной волны λ . При этом закон Вина можно сформулировать следующим образом

$$\omega_{\text{макс}} = b_1 T, \quad (6)$$

т.е. частота $\omega_{\text{макс}}$, при которой испускательная способность абсолютно чёрного тела максимальна, пропорциональна абсолютной температуре. Здесь $b_1 = 3,69 \cdot 10^{11} \text{ 1/К} \cdot \text{с}$.

Поскольку большинство спектральных приборов проградуированы в длинах волн, то закон Вина мы проиллюстрируем графиком $\epsilon_{\lambda, T}(\lambda)$, изображённым на рис. 3. Расчёт показывает, что при практически достижимых температурах

максимум испускательной способности абсолютно чёрного тела лежит в инфракрасной области спектра. Например, при температуре 3000 К $\lambda_{\text{макс}} = 0,96 \text{ мкм}$. Лишь при температуре 5000 К, близкой к температуре поверхности Солнца, $\lambda_{\text{макс}} = 0,557 \text{ мкм}$, т.е. максимум испускательной способности приходится на жёлто-зелёную область видимой части спектра.

Упомянем ещё одну закономерность: максимальная испускательная способность абсолютно чёрного тела (т.е. испускательная способность, соответствующая $\omega_{\text{макс}}$, или $\lambda_{\text{макс}}$) пропорциональна пятой степени абсолютной температуры.

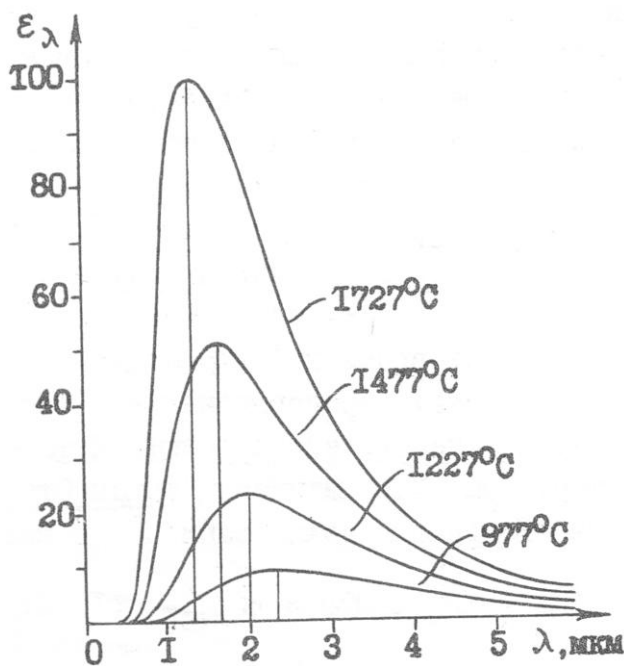


Рис. 3

§ 3. Формула Планка и её следствия.

Все указанные выше закономерности теплового излучения абсолютно чёрного тела были установлены частично на опыте, частично на основе термодинамики. Михельсон, а затем Рэлей и Джинс предприняли попытки получить явный вид зависимости $\epsilon_{\omega, T}$ от частоты излучения и температуры, используя представления классической электромагнитной теории и статистической физики. Ими для испускательной способности абсолютно чёрного тела была получена формула

$$\epsilon_{\omega, T} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \quad (7)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ - постоянная Больцмана, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - скорость света в вакууме. Эта формула называется *формулой Рэля-Джинса*. Следующая из неё квадратичная зависимость $\epsilon_{\omega, T}$ от ω согласуется с результатами опыта лишь при малых частотах (см. штриховую кривую на рис. 2). С увеличением частоты это расхождение становится всё больше: при неограниченном возрастании ω величина $\epsilon_{\omega, T}$ стремится к бесконечности. Вывод формулы Рэля-Джинса, основанный на классических представлениях, проверялся многими учёными, однако результат получался тот же. Отсюда можно сделать один вывод: классическая теория не в состоянии вообще правильно рассчитать

испускающую способность абсолютно чёрного тела.

Правильный результат был получен Планком (1900 г.). Ему удалось подобрать формулу, очень хорошо согласующуюся с опытными данными для испускающей способности абсолютно чёрного тела:

$$\varepsilon_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (8)$$

Значение постоянной \hbar , которую потребовалось ввести в эту формулу, Планк нашёл сопоставлением результатов расчёта по ней с опытными данными. Современное значение постоянной Планка $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.¹

Анализируя различные способы вывода формулы для испускающей способности абсолютно чёрного тела, Планк нашёл, что на этом пути можно получить его формулу вместо формулы Рэля-Джинса, если предположить, что при излучении энергия осциллятора может изменяться только скачком на величину E , пропорциональную частоте осциллятора, причём коэффициентом пропорциональности должна быть постоянная \hbar . Испускаемую при этом порцию энергии

$$E = \hbar\omega \quad (9)$$

Планк назвал *квантом*. Гипотеза Планка о квантовом характере излучения не только не обосновывается классической теорией, но прямо противоречит принятой в классической теории концепции о непрерывности характеристик движения. Эта гипотеза привела к возникновению новой области физики – квантовой механики.

Следует отметить, что новая теория не опровергает старую, основанную на неопровержимых фактах, а включает её в себя как составную часть. Из законов новой, более общей теории при определённых условиях получаются законы прежней теории. Действительно, если энергия кванта мала по сравнению со средней энергией теплового движения ($\hbar\omega \ll kT$) и, следовательно, $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$, то из формулы Планка (8) получается формула Рэля-Джинса (7). Можно показать также, что все установленные ранее законы излучения абсолютно чёрного тела выводятся из формулы Планка.

Закон Стефана-Больцмана. Возьмём интеграл от выражения (8) по всем значениям ω от 0 до ∞ :

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\omega,T} d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (10)$$

Введём новую переменную $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$. При такой замене $d\omega = \left(\frac{kT}{\hbar}\right) dx$, а пределы изменения x те же, что и для ω . Формула (10) переписется в виде

$$\varepsilon_T = \frac{k^4}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (11)$$

¹ В формулах, где постоянная Планка сочетается не с круговой частотой ω , а с обычной $\nu = \omega/2\pi$, удобно пользоваться постоянной $h = 2\pi\hbar = 6,726 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Определённый интеграл, входящий в это соотношение, имеет конечное значение, приближённо равное 6,49. Следовательно,

$$\varepsilon_T = 6,49 \cdot \frac{k^4}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} T^4 = \sigma T^4. \quad (12)$$

Закон смещения Вина. Чтобы найти частоту $\omega_{\text{макс}}$, при которой испускательная способность абсолютно чёрного тела имеет максимум, возьмём в (8) в качестве переменной $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$ и отбросим постоянный множитель, не

содержащий x . В результате из правой части выражения (8) получится $\frac{x^3}{(e^x - 1)}$.

Приравняв нулю производную этого выражения, придём к уравнению $(3-x)e^x = 3$, приближённое решение которого $x_{\text{макс}} = \frac{\hbar\omega_{\text{макс}}}{kT} = 2,82$. Отсюда

$$\omega_{\text{макс}} = b_1 T, \text{ где } b_1 = 2,82 \frac{k}{\hbar}.$$

Экспериментальная часть.

Измерение высоких температур с достаточной степенью точности - это важная проблема, с которой приходится сталкиваться в современной науке и технике. Решение ее невозможно с помощью обычных прямых методов измерения температуры. Действительно, все эти методы основаны на том, что какое-либо тело с хорошо изученными физическими свойствами приводится в непосредственный контакт с нагретым веществом, и о температуре вещества судят по изменению состояния этого тела, например, по изменению объема жидкости в термометре. Однако при высоких и сверхвысоких температурах физические свойства всех известных нам тел существенно меняются - выбор тел, пригодных для прямого измерения температуры, становится невозможным. Кроме того, не каждый исследуемый высокотемпературный объект доступен для непосредственного измерения температуры. К таким объектам относятся, например, космические тела: Солнце, звезды.

Прямые методы измерения температуры в случае высоких температур приходится заменять косвенными, позволяющими определять температуру тела, не вступая в непосредственный контакт с ним. Основой косвенных методов является возможность исследования излучения, испускаемого нагретым телом. Приборы, в которых для измерения температуры используется тепловое излучение, называются оптическими пирометрами. В настоящей работе применяется яркостный пирометр, или пирометр с исчезающей нитью.

Измерение температуры пирометром с исчезающей нитью производится путем сравнения в узком спектральном интервале яркостей свечения двух нагретых тел - эталонного и исследуемого. Спектральный интервал выделяется светофильтром (в нашем приборе - пропускающем красный свет с длиной волны $\lambda = 6560 \text{ \AA}$). Эталонным телом является нить лампы накаливания, находящейся в пирометре, а яркость свечения этой нити определяется силой тока, текущего по

ней. Шкала прибора, определяющая силу тока в цепи эталонной лампы, градуируется непосредственно в градусах Цельсия путем сравнения с абсолютно черным телом. В том случае, когда пирометром измеряется температура не абсолютно черного тела, показания шкалы пирометра не соответствуют истинной температуре тела, а определяют так называемую яркостную температуру. Истинную температуру тела можно получить, внося соответствующую поправку, учитывающую коэффициент испускательной способности исследуемого тела в данном спектральном диапазоне (в данном случае - в красных лучах).

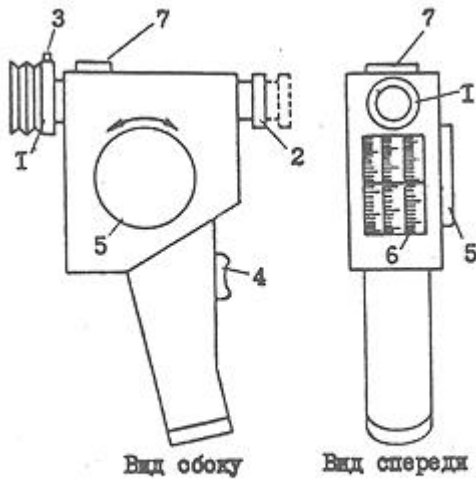


Рис. 4

лампочки фокусируется с помощью объектива на плоскость, в которой находится нить эталонной лампы, что позволяет проводить достаточно точное визуальное сравнение их яркостей. Электрическая схема эталонной лампы

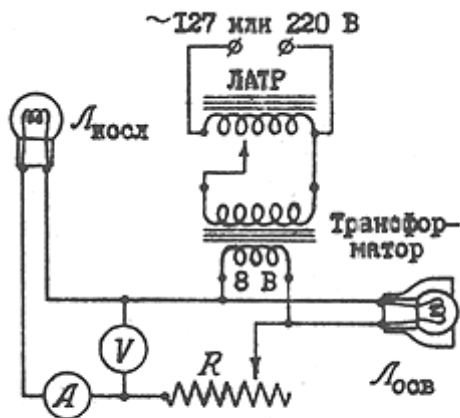


Рис. 5

измерения производится при помощи головки 7 переключателя диапазонов, которая имеет три фиксируемых положения. При повороте этой головки из

Описание установки.

Установка состоит из оптического пирометра "Проминь", лампочки накаливания, спиральная нить которой служит исследуемым объектом, и электрической схемы, обслуживающей лампочку. Кроме того, для наблюдения спектра излучения имеется спектроскоп прямого зрения.

Пирометр (рис.4) имеет окуляр 1, объектив 2 и красный светофильтр 3.

В фокальной плоскости окуляра располагается прямая нить накала эталонной лампы. Изображение раскаленной спирали исследуемой

находится внутри корпуса пирометра. Она состоит из блока питания (батареи из двух последовательно соединенных аккумуляторов), устройства стабилизации напряжения питания, реостата, позволяющего плавно изменять силу тока в цепи эталонной лампы и тем самым температуру ее нити, и кнопки 4 включения эталонной лампы. Сопротивление реостата изменяется поворотом ручки 5 движка реостата. Ручка связана редуктором с вращающимся барабаном, на котором нанесены три шкалы 6 для измерения температур в трех диапазонах: I - от 800 до 1400°C, II - от 1200 до 2000°C и III - от 1800 до 5000°C. Изменение пределов

положения I в положение II или III между исследуемым объектом и нитью эталонной лампы вводятся ослабляющие светофильтры, которые, уменьшая в известное число раз яркость изображения объекта по сравнению с яркостью эталонной лампы, позволяют их уравнивать, не увеличивая накала эталонной лампы выше допустимого предела. Когда головка 7 стоит в одном из положений I, II или III, отсчеты температур ведутся по шкалам с соответствующими номерами.

Спираль исследуемой лампы $L_{иссл}$ (рис.5) питается от понижающего трансформатора, дающего на выходе δB , на первичную обмотку которого подается напряжение от сети через лабораторный автотрансформатор (ЛАТР). Сила тока, текущего через спираль, регулируется реостатом R с сопротивлением $10 - 20 \text{ Ом}$ и измеряется амперметром A , включенным на предел измерения до $2,5 \text{ А}$. Параллельно лампе включен вольтметр V , который в комбинации с амперметром дает возможность вычислять мощность, выделяемую в спирали лампы электрическим током. От того же понижающего трансформатора, который питает исследуемую лампу, питается лампочка $L_{осв}$ освещающая шкалу спектроскопа.

Конструкция спектроскопа прямого зрения достаточно подробно описана в книге "Физический практикум" [под ред. В.И.Ивероной, М.: Физматгиз, 1968, задача № 161]. В настоящей задаче спектроскоп применяется без дополнительных насадок на входную щель, в результате чего виден только один спектр. Спектроскоп установлен на штативе с качающейся головкой, позволяющей легко наводить его на исследуемый объект. Головка закрепляется длинной гайкой с насечкой. Для освещения шкалы спектроскопа в короткий его тубус вставлена насадка с призмой полного внутреннего отражения, благодаря которой шкала освещается лампочкой, расположенной сбоку и не мешающей наводке спектроскопа на объект. С помощью спектроскопа наблюдается спектр теплового излучения спирали исследуемой лампы. При изменениях температуры тела изменяется распределение энергии по спектру его излучения. Самым простым способом качественного исследования этих изменений может служить наблюдение за положением видимой границы спектра со стороны коротких волн (фиолетовая граница спектра) при различных температурах, что и делается в данной задаче.

Подготовка к измерениям.

Вводят красный светофильтр 3 (рис.4) и нажимают кнопку 4 включения прибора. Наблюдая в окуляр нить эталонной лампы, вращением ручки 5 доводят нить до красного накала. Продольным перемещением окуляра 1 фокусируют нить, пока она не станет видна отчетливо. Затем кнопку включения отпускают.

Установив наибольшее сопротивление реостата R в цепи исследуемой лампы (рис.5), включают в сеть ЛАТР. Постепенно уменьшают сопротивление реостата R , наблюдая одновременно в окуляр пирометра за спиралью исследуемой лампы. Когда она накалится до красного каления, продольным перемещением объектива пирометра фокусируют его на спираль, пока она не станет резко видна в окуляр. Снова включают кнопку пирометра и проверяют, совпадает ли эталонная нить с

изображением спирали. Слегка меняя фокусировку объектива, можно ликвидировать несовпадение, если оно имеется.

Навести спектроскоп на спираль исследуемой лампы и, передвигая его по столу, а также пользуясь качающейся головкой, добиться яркого изображения спектра в поле зрения спектроскопа. Поставить осветительную лампочку так, чтобы свет от нее падал на окошко короткого тубуса спектроскопа. Передвигая осветительную лампочку и поворачивая тубус спектроскопа, добиться яркого и четкого изображения шкалы на фоне спектра.

Измерения. Ставят головку 7 переключателя диапазонов измерения пирометра в положение I, которому соответствует левая шкала прибора.

Пользуясь реостатом R , устанавливают последовательно в цепи накала исследуемой лампы значения силы тока I , указанные в табл. 1.

Таблица 1

№	1	2	3	4	5	6	7
$I(A)$	1.20	1.25	1.30	1.35	1.40	1.45	1.50

Устанавливать табличные значения силы тока надо с точностью до $0,01 A$, но отсчитывать на амперметре установленные значения надо с максимальной, допускаемой амперметром точностью. Одновременно отсчитывают показания вольтметра V (с точностью до $0,05 B$), соответствующие каждому установленному значению силы тока. Отсчет значений силы тока I и напряжения V нужно производить спустя $30-40 c$ после окончания перемещения движка реостата, когда режим вполне установится. Значения I и V записывают в соответствующие графы табл. 2.

Таблица 2

№	$I(A)$	$V(B)$	$W(BT)$	$t_{я}(^{\circ}C)$		$t_{и}(^{\circ}C)$	$T_{и}(K)$	$\lambda (мкм)$
1	1.20			1				
				2				
				3				
				ср				
2	1,25			1				
				2				
				3				
				ср				
...	...			1				
				2				
				3				
				ср				
7	1.50			1				
				2				
				3				
				ср				

При каждом значении силы тока производят измерение яркостной температуры $t_{я}$ спирали исследуемой лампы по шкале пирометра. Для этого нажимают кнопку 4 и вращением ручки 5 изменяют яркость нити эталонной лампы до тех пор, пока она не исчезнет на фоне спирали. Уравнивание яркостей нитей обеих ламп производится следующим образом. Сначала поворотом ручки 5 добиваются того, чтобы нить эталонной лампы стала ярче спирали исследуемой лампы. Затем, вращая ручку в обратном направлении, добиваются того, чтобы спираль стала ярче нити. Прodelывая такие вращения ручки 5 туда и обратно со все уменьшающимися углами поворота, в конце концов приходят к

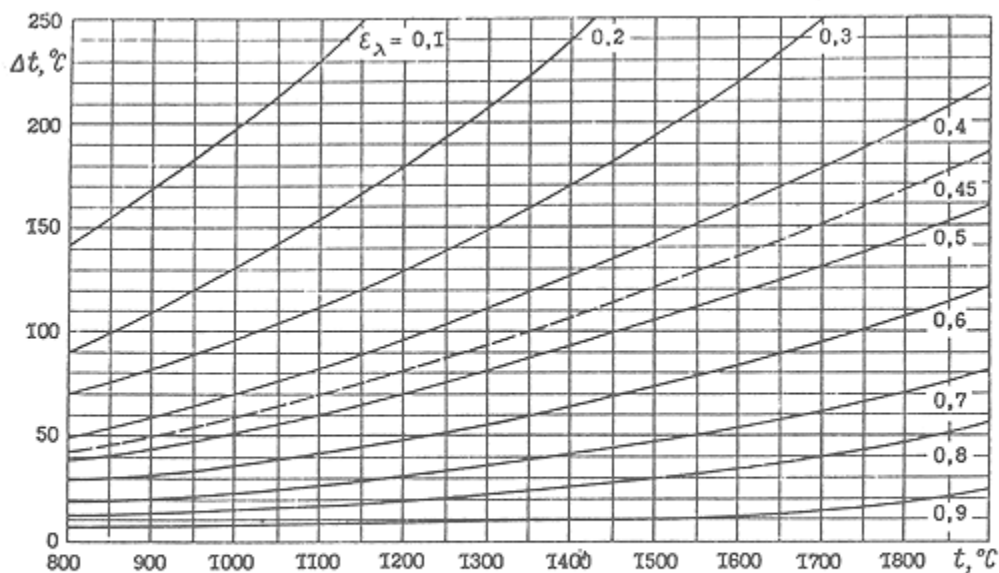


Рис. 6

такому среднему положению ручки, при котором яркости нити и спирали неотличимы. При этом положении ручки 5 отсчитывает по шкале пирометра значение температуры с точностью до 10° . Так как нить эталонной лампы обладает тепловой инерцией, то вращение ручки 5 не следует делать слишком резко для того, чтобы к моменту сравнения яркостей успевал установиться тепловой режим нити.

Для каждого значения силы тока в цепи исследуемой лампы измерения температуры проводятся не менее трех раз. Результаты измерений записывают в табл.2 в столбец $t_{я}$. Когда в процессе измерения будет достигнута температура спирали исследуемой лампы, превышающая предел шкалы I, необходимо головку 7 переключателя диапазонов переставить в положение II и проводить и проводить отсчет по средней шкале пирометра.

После того, как закончены трехкратные измерения температуры спирали исследуемой лампы при данном значении силы тока в ней, наблюдают в спектроскоп ее спектр и записывают в последний столбец табл.2 длину волны λ , соответствующую коротковолновой (фиолетовой) границе спектра (шкала спектроскопа проградуирована в микрометрах).

Примечание. Наблюдение спектра и заполнение последнего столбца табл.2 можно делать и после того, как закончено измерение температуры спирали исследуемой лампы для всех значений силы тока, устанавливая те же значения силы тока заново.

Обработка результатов измерения.

1. По формуле $w = IV$ вычисляют (с точностью до $0,1 \text{ Вт}$) мощность, потребляемую спиралью исследуемой лампы при каждом значении температуры спирали. Результаты расчета записывают в табл.2.

2. Для получения истинной температуры t_u спирали исследуемой лампы (в градусах Цельсия) к найденным на опыте значениям яркостной температуры t_j прибавляют поправку Δt , найденную при помощи графика (рис.б). При этом считают, что коэффициент ε_λ испускательной способности вольфрама в красных лучах (при длине волны света $\lambda = 6560 \text{ \AA}$) равен приблизительно $0,45$. Значения t_u заносят в таблицу 2.

3. Переводят значения истинной температуры t_u по шкале Цельсия в значения истинной температуры T_u по шкале Кельвина и записывают полученные значения в табл.2.

4. Строят график зависимости мощности w , потребляемой спиралью лампы от истинной температуры T_u .

5. Строят график зависимости длины волны λ коротковолновой границы спектра лампы от истинной температуры T_u .

6. Находят приближенный вид зависимости суммарной испускательной способности вольфрама ε_T от его истинной температуры T_u . Это можно сделать, основываясь на следующих соображениях. Для суммарной испускательной способности абсолютно черного тела выполняются закон Стефана-Больцмана $\varepsilon_T = \sigma T^4$. Для нечерного тела, каковым является вольфрамовая спираль исследуемой лампы, можно написать выражение, аналогичное закону Стефана-Больцмана.

$$\varepsilon_T = \beta T^x \quad (13)$$

Однако в этом случае β и x не являются постоянными, а имеют разные значения в разных интервалах температур, причем всегда выполняется соотношение

$$\beta T^x < \sigma T^4.$$

Если считать, что при высоких температурах мощность, потребляемая спиралью лампы, практически вся расходуется на излучение, т.е. $w \approx \varepsilon_m$, то

$$w = \beta T^x. \quad (14)$$

При логарифмировании обеих частей этого равенства получается

$$\log W = \log \beta + x \log T. \quad (15)$$

(Здесь безразлично, какие берутся логарифмы: десятичные или натуральные.)

Для определения величины x находят значения логарифмов средних значений величин w и T_{II} , полученных в результате измерений, и записывают их в табл.3. Строят график зависимости $\log w$ от $\log T_{II}$. Значение величины x равно тангенсу угла наклона полученной линии к оси абсцисс.

Таблица 3

№	1	2	3	4	5	6	7
$\log W$							
$\log T_{II}$							

Вычисляют ошибки измерений и записывают ответ с учетом ошибок.

ЛИТЕРАТУРА.

Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 5 кн. Кн.5 Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Т.3. М.: 4-е изд., перераб. - М.: Наука. Физматлит. 1998. - 368 с.

Часть 1. Квантовая оптика.

Глава 1. Тепловое излучение.

§ 1.1. Тепловое излучение и люминесценция.

§ 1.2. Закон Кирхгофа.

§ 1.3. Равновесная плотность энергии излучения.

§ 1.4. Закон Стефана-Больцмана и закон Вина.

Иверонова В.И.(редактор).Физический практикум. Электричество и оптика.

2-ое изд., перераб. - М.: Наука. Физматлит. 1968. - 815 с.