

Тепловое излучение (5.8.1)

Манро Эйден Б01-3036

Цель работы: Исследование законов теплового излучения, проверка справедливости закона Стефана–Больцмана и определение постоянных σ и h из экспериментальных данных.

Теоретические сведения

Любое тело, температура которого выше абсолютного нуля, излучает электромагнитные волны. Это явление называется *тепловым излучением*. Интенсивность и спектральный состав теплового излучения зависят от температуры тела и от его свойств.

Спектральная энергетическая испускательная способность $r_{\lambda,T}$ определяется как энергия, излучаемая единицей поверхности тела в единицу времени в интервале длин волн $d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR}{d\lambda},$$

где $R(T)$ — полная испускательная способность тела:

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

Абсолютно чёрным телом (АЧТ) называют такое тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение при любых длинах волн и температурах, то есть для него коэффициент поглощения $a_{\lambda,T} = 1$. Реализовать идеальное АЧТ невозможно, но практически используется модель полости с узким отверстием: лучи, попавшие внутрь, многократно отражаются от стенок и почти полностью поглощаются.

Излучательная способность любого реального тела связана с излучением АЧТ законом Кирхгофа:

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T),$$

где $f(\lambda, T)$ — функция, одинаковая для всех тел и равная спектральной испускательной способности АЧТ:

$$r_{\lambda,T}^{\text{АЧТ}} = f(\lambda, T).$$

Следовательно, излучательная способность любого тела выражается через излучение АЧТ:

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} r_{\lambda,T}^{\text{АЧТ}}.$$

Спектральное распределение излучения АЧТ определяется **законом Планка**:

$$r_{\lambda,T}^{\text{АЧТ}} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1},$$

где c — скорость света, h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана.

Интегрируя эту зависимость по всем длинам волн, получаем **закон Стефана–Больцмана**:

$$R^{\text{АЧТ}} = \sigma T^4,$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана. Теоретически она выражается через фундаментальные константы:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3}. \quad (1)$$

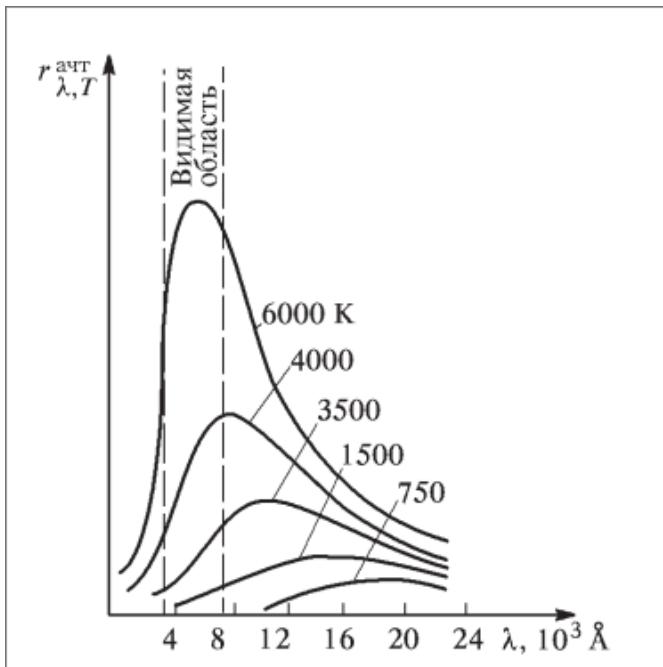
Из этого выражения, зная σ экспериментально, можно вычислить значение постоянной Планка:

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 \sigma}}. \quad (2)$$

Положение максимума спектрального распределения определяется **законом смещения Вина**:

$$\lambda_{\max} T = b,$$

где $b = 2,897 \times 10^{-3}$ м·К — постоянная Вина.



На графике показаны спектры абсолютно чёрного тела при разных температурах. С ростом T кривая поднимается вверх, а максимум сдвигается в сторону меньших λ . Именно этот эффект лежит в основе цветовой температуры излучающих тел.

Рис. 1: Спектральные распределения излучения АЧТ при различных температурах.

Реальные тела излучают меньше, чем абсолютно чёрное при той же температуре. Если спектр реального тела по форме близок к спектру АЧТ, но отличается только по интенсивности, то такое тело называют *серым*. Для серого тела справедливо:

$$R = \varepsilon_T \sigma T^4,$$

где $\varepsilon_T < 1$ — коэффициент излучения, зависящий от температуры и материала. Для вольфрамовой нити значения ε_T приводятся в таблице в методических указаниях.

Для измерения температуры ярко светящихся тел используют **оптический пирометр с исчезающей нитью**, градуированный по абсолютно чёрному телу. Если измеряемое тело не является АЧТ, пирометр показывает *яркостную температуру*

$T_{\text{ярк}}$, которая всегда меньше истинной термодинамической температуры T . **Яркостная температура** $T_{\text{ярк}}$ — это температура абсолютно чёрного тела, которое на данной длине волны излучает ту же спектральную яркость, что и исследуемое тело при его действительной температуре:

$$r_{\lambda, T_{\text{ярк}}}^{\text{АЧТ}} = r_{\lambda, T}^{\text{реального тела}}.$$

Для пересчёта используется калибровочная зависимость $T = f(T_{\text{ярк}})$, полученная экспериментально для вольфрама.

Описание экспериментальной установки

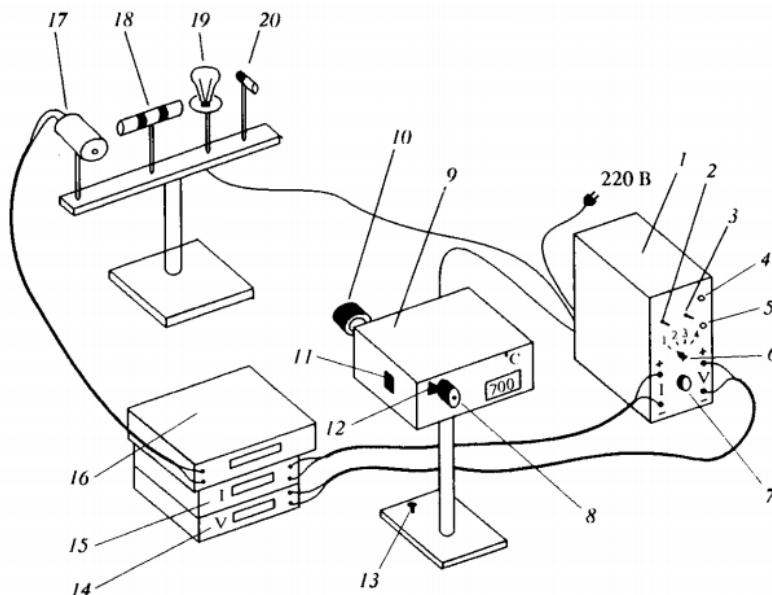


Рис. 2: Схема экспериментальной установки: 1 - блок питания; 2 - тумблер включения питания образцов; 3 - тумблер нагрева нити пирометра; 4 - кнопка нагрева нити; 5 - кнопка охлаждение нити; 6 - тумблер переключения образцов; 7 - регулятор мощности нагрева образцов; 8 - окуляр пирометра; 9 - корпус пирометра; 10 - объектив пирометра; 11 - переключение диапазонов; 12 - ручка смещения красного светофильтра; 13 - регулировочный винт; 14 - вольтметр (напряжение на лампе накаливания); 15 - амперметр (ток через образцы); 16 - вольтметр в цепи термопары; 17 - модель АЧТ; 18 трубка с кольцами из материалов с различной излучательной способностью; 19 - лампа накаливания; 20 - неоновая лампочка

Исследуемые в работе образцы:

- **модель абсолютно чёрного тела** — керамическая трубка, закрытая с одного конца и окружённая для теплоизоляции внешним кожухом. Температура в трубке измеряется с помощью термопары хромель-алюмель
- **керамическая трубка с набором колец из различных материалов**, нагреваемая изнутри никромовой спиралью. Материалы колец имеют различную излучательную способность
- **вольфрамовая нить электрической лампочки**

Оптический пирометр с исчезающей нитью представляет собой прибор, основанный на сравнении яркости излучения исследуемого объекта с яркостью нити лампы, установленной внутри пирометра. Внутри прибора расположена небольшая лампа с тонкой вольфрамовой нитью, через которую проходит регулируемый электрический ток. Оптическая система пирометра (состоящая из объектива, светофильтра и окуляра) формирует изображение исследуемого тела и накладывает на него изображение нити лампы.

Наблюдатель видит через окуляр изображение объекта и нить лампы, наложенные друг на друга. Изменяя ток через нить пирометрической лампы, можно сделать её яркость больше или меньше яркости исследуемого объекта. В тот момент, когда нить «исчезает» на фоне изображения объекта (становится неразличимой), яркости излучения на выбранной длине волны $\lambda = 650$ нм совпадают. Температура нити пирометрической лампы в этот момент считывается по градуированной шкале прибора и называется **яркостной температурой** $T_{ярк}$.

Если объект является абсолютно чёрным телом, то $T_{ярк}$ совпадает с его термодинамической температурой T . Если объект не является АЧТ (например, вольфрамовая нить лампы накаливания), то $T_{ярк} < T$, и для определения истинной температуры используется калибровочная зависимость $T = f(T_{ярк})$, приведённая в методических указаниях.

Пирометр, применяемый в данной работе, проградуирован по абсолютно чёрному телу и снабжён красным светофильтром, выделяющим узкий спектральный диапазон около $\lambda = 650$ нм. При температуре выше 1400 °C прибор переводится на старший диапазон (до 2000 °C), что позволяет производить измерения без перегрева пирометрической лампы.

Таким образом, установка позволяет одновременно измерять:

- **температуру** исследуемого источника излучения с помощью пирометра;
- **потребляемую мощность** $W = UI$ нити лампы;
- **характеристики излучения**, необходимые для проверки закона Стефана–Больцмана и определения постоянных σ и h .

Ход работы

Изучение работы оптического пирометра

Нагреем АЧТ до 900 °C, нагреем нить пирометра. Надев красный светофильтр, подбираем температуру нити так, чтобы её не было видно на фоне АЧТ. Меняем нагрев нити вверх и вниз несколько раз. АЧТ удалось нагреть до температуры соответствующей напряжению на термопаре $38,68$ мВ. Учитывая, что постоянная термопары равна $41 \frac{\text{мкВ}}{\text{°C}}$, получаем температуру АЧТ 918 °C.

$T_p, \text{ } ^\circ\text{C}$	925	937	927	932
$\varepsilon_{T_p}, \text{ } \%$	1,0	2.0	1.0	1.5

Таблица 1: Сравнение температуры АЧТ и нити пирометра

Показания приборов отличаются не более чем на 2%

Измерение яркостной температуры накалённых тел

Нагреваем трубку с кольцами. Видно, что одно из колец светит чуть ярче другого. Значит кольца сделаны из разных материалов, соответственно разные материалы излучают по разному.

Проверка закона Стефана–Больцмана

Выставляя температуру нити в пределе от 900°C до 1900°C , будем изменять накал нити лампы и запишем соответствующие значения величины тока и падения напряжения на нити.

$T_{\text{ярк}}, ^{\circ}\text{C}$	959	1069	1162	1234	1334	1478	1550	1650
$T, \text{ K}$	1232	1342	1435	1507	1607	1751	1823	1923
$I, \text{ mA}$	0.481	0.556	0.624	0.755	0.859	0.942	1.053	1.087
$U, \text{ V}$	1.73	2.40	3.06	4.48	5.74	6.85	8.44	8.88
$W, \text{ мВт}$	0.832	1.334	1.909	3.382	4.931	6.453	8.887	9.653

Таблица 2: Экспериментальные данные для проверки закона Стефана–Больцмана

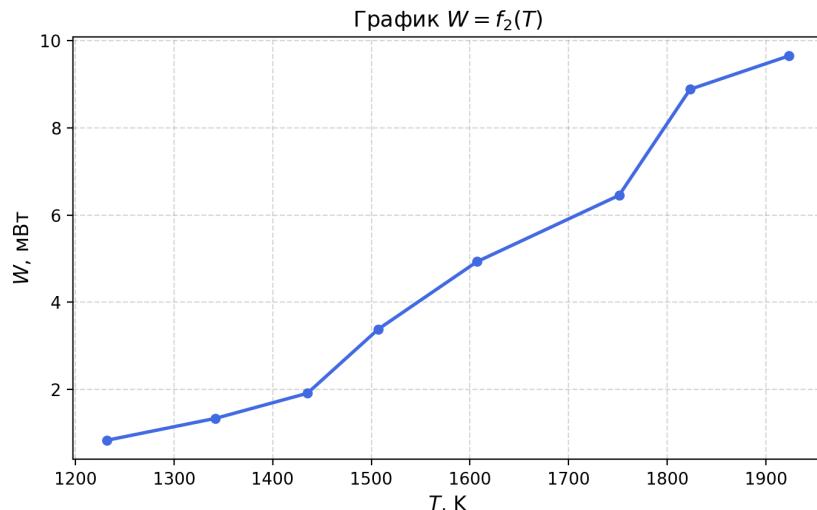


Рис. 3: График $W = f_2(T)$

В диапазоне температур 1000–2000 К для вольфрама зависимость $\varepsilon_T(T)$ можно аппроксимировать линейной функцией:

$$\varepsilon_T = (1.59 \times 10^{-4}) T - 0.0578, \quad T(\text{K})$$

Представим данную зависимость в логарифмическом масштабе. Изначально имели $W = \varepsilon_T B T^n$, где $B = \sigma S$. Тогда получим график $\ln \frac{W}{\varepsilon_T} = \ln B + n \ln T$.

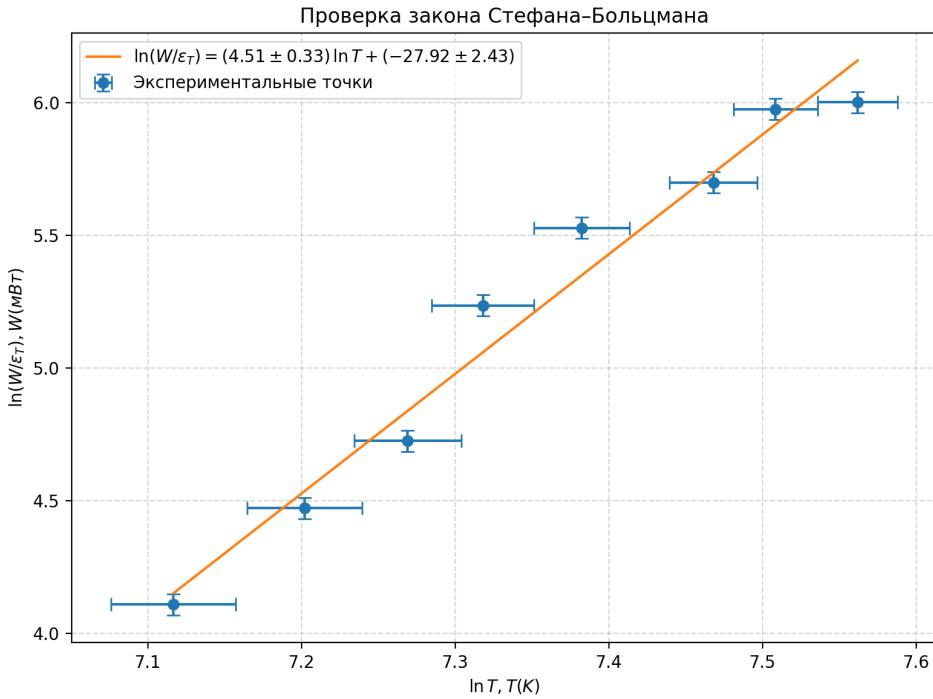


Рис. 4: График $\ln W = \ln \varepsilon_T B + n \ln T$

Получаем из графика угол наклона $n = (4,51 \pm 0,33)$. Получили что степень при T большую, чем 4.

Теперь найдём значение постоянной Стефана–Больцмана при яркостной температуре, превышающей 1700°C — выберем точку при $T = 1923\text{ K}$ (около 1650°C). Вычисляем по формуле (1):

По таблице, представленной в методических материалах:

$$S = 0.36 \text{ см}^2 = 3,6 \times 10^{-5} \text{ м}^2, \quad \varepsilon_T(T \approx 1900 \text{ K}) = 0.195.$$

Подставляем экспериментальные данные:

$$W = 9,65 \text{ Вт}, \quad T = 1923 \text{ K},$$

и получаем:

$$\sigma_{\text{эксп}} = (8.2 \pm 0.5) \times 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}.$$

Найдём также постоянную Планка по формуле (2):

где $k_B = 1,3806 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$, $c = 2,998 \times 10^8 \text{ м/с}$.

Подставив экспериментальное $\sigma_{\text{эксп}}$, получаем:

$$h_{\text{эксп}} = (5,9 \pm 0,1) \times 10^{-34} \text{ Дж·с.}$$

Вывод

В ходе выполнения работы была экспериментально исследована зависимость мощности излучения вольфрамовой нити от её температуры и проверена справедливость закона Стефана–Больцмана.

Анализ экспериментальных данных в логарифмических координатах показал, что мощность излучения подчиняется зависимости:

$$W \propto T^{4.5 \pm 0.3},$$

что находится в хорошем согласии с теоретическим законом Стефана–Больцмана ($n = 4$). Незначительное превышение показателя степени объясняется влиянием систематических ошибок — погрешностью в определении истинной температуры, неточностью табличных значений коэффициента излучательной способности ε_T , а также частичным нагревом держателей и неизлучательными потерями мощности.

Для самой высокой температуры ($T = 1923$ К) была вычислена экспериментальная постоянная Стефана–Больцмана:

$$\sigma_{\text{эксп}} = (8.2 \pm 0.5) \times 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4},$$

что примерно на 45% выше табличного значения $\sigma_0 = 5.67 \times 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$. Это расхождение объясняется тем, что в расчётах вся электрическая мощность $W = UI$ считалась излучённой, без учёта теплопроводных и конвективных потерь.

По полученной величине $\sigma_{\text{эксп}}$ была определена постоянная Планка:

$$h_{\text{эксп}} = (5.9 \pm 0.1) \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с},$$

что на 12% ниже табличного значения $h_0 = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$, что согласуется по знаку с завышением $\sigma_{\text{эксп}}$ (так как $h \sim \sigma^{-1/3}$).

Таким образом, в ходе работы было подтверждено, что мощность теплового излучения тела растёт пропорционально четвёртой степени температуры, а полученные значения фундаментальных постоянных совпадают по порядку с табличными. Работа продемонстрировала корректность закона Стефана–Больцмана.