

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ВОЛНОВОЙ И КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ**

Учебно-методическое пособие

Составители:

Л.П. Нестеренко, А.М. Солодуха,
И.Л. Глухов

Воронеж
Издательский дом ВГУ
2017

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа № 1. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ	4
Лабораторная работа №2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ.....	16
Лабораторная работа № 3. ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА.....	26
Лабораторная работа № 4. ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА.....	38
Лабораторная работа № 5. ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ КОГЕРЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА.....	53
Лабораторная работа № 6. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА.....	60
Лабораторная работа № 7. ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	70

весь бесконечный интервал всех длин волн. С ростом температуры увеличивается интенсивность теплового движения частиц тела и возрастает энергия, излучаемая телом как на данной длине волны λ , так и во всем интервале длин волн. Поэтому при увеличении температуры T поднимается вся спектральная кривая $\epsilon_{\lambda T}$ теплового излучения, как показано на рисунке 1.

Формула для спектральной плотности равновесного излучения при всех длинах волн была получена Планком, который предположил, что энергия колебаний атомов и молекул может принимать не любые, а только вполне определенные дискретные значения ($E=h\nu$), отделенные друг от друга конечными интервалами. Это означает, что энергия не непрерывна, а квантуется, т.е. существует лишь в строго определенных дискретных порциях. Наименьшая порция энергии $E=h\nu$ называется квантом энергии.

Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела может быть определена для различных длин волн и температур по формуле Планка, записанную через длину волны λ

$$r_{T,\lambda}^* = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda \cdot kT}} - 1}, \quad (4)$$

Где c – скорость света в вакууме;

h – постоянная Планка;

λ – длина волны излучения;

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура.

Все законы теплового излучения могут быть получены из формулы Планка.

Закон Стефана-Больцмана определяет полную энергию излучения. Для получения полной энергии надо проинтегрировать выражение (4) по

всем длинам волн и получить, что полная энергия, излучаемая абсолютно черным телом за одну секунду, пропорциональна четвертой степени температуры: $R = \sigma T^4$ (5)

Константа σ в формуле (5) называется постоянной Стефана-Больцмана.

Суммарная энергия излучения по всем длинам волн, испускаемой поверхностью S абсолютно черного тела, равна: $R = \sigma T^4 \cdot S$

Из формулы Планка можно сделать вывод о распределении энергии излучения абсолютно черного тела по длинам волн, что приводит к двум законам Вина:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (6)$$

$$u_{\lambda T} = c_1 T^5 \quad (7)$$

где b и c_1 - численные постоянные.

Длина волны, на которую приходится максимум интенсивности излучения, обратно пропорциональна температуре (6) и максимум излучения с увеличением температуры смещается в сторону коротких длин волн (1-й закон Вина).

Максимальная интенсивность излучения (7) пропорциональна пятой степени температуры (2-й закон Вина).

Если известна длина волны λ_{\max} , соответствующая максимуму интенсивности излучения тела, то, используя 1-й закон Вина, можно определить температуру тела. Определенная таким образом температура называется его цветовой температурой.

Используя закон Стефана-Больцмана, можно определить энергетическую или радиационную температуру тела. Измерение этой температуры основано на излучении интегральной интенсивности излучения, т.е. полной энергий излучения R .

Измерение температуры источника излучения

Исходя из формулы Планка для узкого диапазона длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, в котором лучеиспускательную способность $r_{T,\lambda}^*$ можно считать постоянной, энергетическая светимость абсолютно черного тела равна

$$dR^* = r_{T,\lambda}^* d\lambda \quad (7)$$

Если тело не является абсолютно черным, то его испускательная способность выражается формулой

$r_{T,\lambda} = A(T, \lambda) r_{T,\lambda}^*$, где $A(T, \lambda) \leq 1$ - спектральный коэффициент излучения тела.

Следовательно, энергетическую светимость тела для диапазона длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ найдем по формуле

$$dR = A(T, \lambda) r_{T,\lambda}^* d\lambda \quad (8)$$

Рассмотрим излучение тела с температурой T для двух различных длин волн λ_1 и λ_2 при различных значениях диапазонов $d\lambda_1$ и $d\lambda_2$ соответственно

$$dR_1 = A_1 \cdot r_1^* d\lambda_1 \quad (9)$$

$$dR_2 = A_2 \cdot r_2^* d\lambda_2$$

где A_1 и A_2 – спектральные коэффициенты излучения тела при длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно.

Излучение, дошедшее до приемника (фотодиод, фотосопротивление), составляет некоторую часть от общего излучения источника. Оно определяется размерами приемника, расстоянием от источника до

приемника и наличием на пути излучения поглощающих сред, т.е. определяется такими параметрами измерительной системы, которые не изменяются в процессе опыта. Для двух различных приемников, воспринимающих поток падающего на них излучения в различных узких диапазонах длин волн, величины этих потоков будут равны:

$$J_1 = K_1 A_1 \cdot r_1^* \cdot d\lambda_1 \quad (10)$$

$$J_2 = K_2 A_2 \cdot r_2^* \cdot d\lambda_2,$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты использования потока излучения первым и вторым приемником соответственно, которые не изменяются в процессе опыта.

Таким образом, отношение потоков излучения для двух приемников

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \left(\frac{r_1^* d\lambda_1}{r_2^* d\lambda_2} \right), \quad (11)$$

где величину $Z = (K_1 A_1 / K_2 A_2)$ можно считать постоянной при условии, что зависимостью отношения спектральных коэффициентов излучения от температуры можно пренебречь для λ_1 и λ_2 .

Величины r_1^* и r_2^* определяются с помощью формулы Планка (4).

Следовательно

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{\lambda_2^5 (\exp(C / \lambda_2 T) - 1) d\lambda_1}{\lambda_1^5 (\exp(C / \lambda_1 T) - 1) d\lambda_2}, \text{ где } C = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$$

Оценим величину $\exp(C / \lambda T)$ и сравним ее с единицей. Возьмем $T = 3000 \text{ К}$, $\lambda = 1 \text{ мкм}$, тогда

$$\exp(C / \lambda T) = \exp(1,439 \cdot 10^{-2} / 1 \cdot 10^{-6} \cdot 3000) \cong 121,$$

причем понижение температуры и уменьшение длины волны изменит эту оценку в большую сторону. Это означает, что для

используемых в опытах температур и длин волн единиц в скобках в формуле Планка можно пренебречь.

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} \cdot \exp \left[\frac{C}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right] \quad (12)$$

Прологарифмируем это выражение и найдем из полученной формулы температуру T .

$$T = \frac{C \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \frac{J_1}{J_2} - \ln Z - 5 \cdot \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}} \quad (13)$$

Учтем, что в процессе опытов сохраняются значения λ_1 , λ_2 , $d\lambda_1$, $d\lambda_2$.

Поэтому объединим члены, содержащие постоянные величины, в две новые постоянные L и Z_0 :

$$L = C \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad (14)$$

$$Z_0 = \ln Z + 5 \cdot \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2} \quad (15)$$

Тогда формула для определения температуры будет иметь вид

$$T = \frac{L}{\ln \frac{J_1}{J_2} - Z_0} \quad (16)$$

Таким образом, можно определить температуру излучающего тела рассчитав значение L , измерив отношение J_1/J_2 и подставив величину $Z_0=1,784$, которая была найдена из тарировочных опытов. Важно отметить, что прибор, используемый в работе, измеряет не абсолютное значение потока, его отношение к J_0 , которая остается постоянной в процессе измерений.