

Рис. 2.3. Принципиальная схема экспериментальной установки:
1 – электропечь; 2 – термостолбик; 3 – измерительный блок

Электропечь состоит из нагревательного устройства, встроенного в теплозащитный корпус, и термопары для измерения температуры контактным способом. Источник питания, встроенный в электропечь, предназначен для разогревания печи от 100 до 800 °С. Для ускорения остывания печи после нагрева в корпус вмонтирован вентилятор.

Термостолбик представляет собой датчик энергии излучения и имеет кабель для подключения его к измерительному блоку.

Измерительный блок предназначен для отображения на цифровом табло измеряемой температуры и напряжения ЭДС термостолбика и имеет разъемы для подключения термопары и термостолбика.

Напряжение на термостолбике $U = k\sqrt{R}$ (R – энергетическая светимость; k – константа, определяемая физическими параметрами термостолбика), и термостолбик представляет собой датчик энергии излучения.

Порядок выполнения работы

1. Выставьте термостолбик напротив отверстия электропечи.
2. Включите электропечь.
3. Снимите зависимость напряжения на термостолбике от температуры, записывая показания приборов через каждые 25°С.
4. После выполнения работы отключите источник питания печи и включите вентилятор.

1. По найденным значениям напряжения с помощью соотношения $R = U^2/k^2$ вычислите соответствующие значения энергетической светимости. Постройте график зависимости $R(T^4)$.

2. Используя метод наименьших квадратов, определите значение постоянной Стефана-Больцмана σ в (2.16) и погрешность ее определения по (П.4) – (П.8), где $X_i = T_i^4$, $Y_i = R_i$.

Лабораторная работа 3

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: изучить эффект Холла в полупроводниках, измерить постоянную Холла.

Основные теоретические положения

Явления, связанные с действием магнитного поля \vec{B} на электрические свойства металлов и полупроводников, по которым течет электрический ток, называются гальваномангнитными явлениями. Различают два типа гальваномангнитных явлений: четные, зависящие от четных степеней \vec{B} , и нечетные, зависящие от нечетных степеней \vec{B} .

Наиболее существенным из четных эффектов является изменение сопротивления в поперечном магнитном поле (эффект магнитосопротивления). Как показывает опыт, относительное изменение электропроводности $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ при не очень сильных полях выражается формулой:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\kappa B^2, \quad (3.1)$$

где κ – коэффициент магнитосопротивления, зависящий от свойств материала. Впервые существенное изменение сопротивления под действием магнитного поля было получено в 1927 г. П.Л. Капицей.

Наиболее важным из нечетных эффектов является эффект Холла. Этот эффект, открытый Холлом в 1879 году, представляет собой явление возникновения разности потенциалов в направлении, перпендикулярном магнитному полю и току.

Физическая сущность всех этих явлений состоит в том, что внешнее поле \vec{B} влияет на траектории носителей тока в металлах и полупроводниках.

Соотношение (2.9) называют формулой Рэлея-Джинса. Выражение (2.9) хорошо согласуется с экспериментальными данными только в области малых частот. В области высоких частот, как показывает эксперимент, $f(\omega, T)$ экспоненциально убывает.

Для нахождения плотности энергии равновесного излучения в полости необходимо проинтегрировать функцию $u(\omega, T)$ по частоте от 0 до ∞ :

$$u = \int_0^{\infty} u(\omega, T) d\omega = \frac{k_B T}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty. \quad (2.10)$$

Легко видеть, что интегрирование в (2.10) приводит к бесконечной плотности энергии в полости, что, конечно, не согласуется с экспериментальными данными. Данный результат в физике получил название «ультрафиолетовой катастрофы», так как интеграл в (2.10) разошелся на верхнем пределе, то есть в области высоких частот. Разрешить данное противоречие в рамках классической физики не удалось.

Для получения правильного вида $f(\omega, T)$ немецкий физик Макс Планк в 1900 году сформулировал квантовую гипотезу, согласно которой электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии – квантов, величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$\epsilon = \hbar\omega. \quad (2.11)$$

Константа $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с называется постоянной Планка. Из гипотезы Планка может быть получено следующее выражение для средней энергии излучения с частотой ω :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}, \quad (2.12)$$

что существенно отличается от $\langle \epsilon \rangle = k_B T$ в классической теории.

Используя (2.12), для универсальной функции Кирхгофа находим:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (2.13)$$

Соотношение (2.13) называют формулой Планка. В области низких частот $\omega \ll k_B T / \hbar$ (2.13) переходит в формулу Рэлея-Джинса (2.9). В области высоких частот $\omega \gg k_B T / \hbar$ из (2.13) находим:

$$f(\omega, T) \approx \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right), \quad (2.14)$$

что хорошо согласуется с результатами эксперимента. Качественный вид функции $f(\omega, T)$ представлен на рис. 2.2.

С ростом температуры максимум функции $f(\omega, T)$ смещается в область более высоких частот, на рис. 2.2 $T_2 > T_1$.

Для энергетической светимости абсолютно черного тела получается выражение:

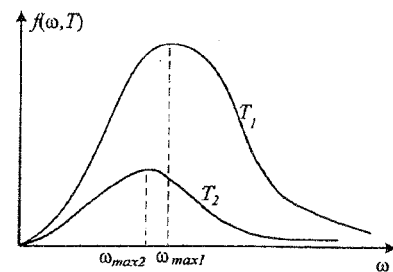


Рис. 2.2. Планковская кривая при различных температурах ($T_2 > T_1$)

$$R = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (2.15)$$

В (2.15) выполним замену переменной $x = \hbar\omega/k_B T$:

$$R = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^2 k_B^4}{60c^2 \hbar^3} T^4 = \sigma T^4. \quad (2.16)$$

Константа $\sigma = 5,6696 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²·К⁴ называется постоянной Стефана-Больцмана, а соотношение $R = \sigma T^4$ – законом Стефана-Больцмана.

Вычисляя производную $\partial f(\omega, T) / \partial \omega$ и приравняв ее нулю, находим, что максимум излучательной способности абсолютно черного тела приходится на длину волны:

$$\lambda_{\max} = \frac{2\pi\hbar c}{4,965k_B} \cdot \frac{1}{T} = \frac{b}{T}. \quad (2.17)$$

Из (2.17) видно, что с ростом температуры T максимум излучательной способности смещается в сторону более коротких волн. Соотношение (2.17) называют законом смещения Вина.

Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальная установка конструктивно представляет собой комплект настольных приборов, содержащий электропечь с встроенным источником питания, измерительное устройство и термостолбик. Схематическое изображение подключения и работы установки приведено на рис. 2.3.

Спектральный состав теплового излучения зависит от температуры тела. При невысоких температурах излучаются лишь инфракрасные электромагнитные волны. При повышении температуры максимум смещается в сторону более коротких волн: красных, оранжевых, желтых и так далее. Чем выше температура тела, тем больше частота, на которую приходится максимум излучения. Интенсивность излучения также растет с ростом температуры тела.

$f(\omega, T)$ совпадает с излучательной способностью абсолютно черного тела.

Основные характеристики излучения:

1. Энергетической светимостью тела R называется поток энергии, испускаемый единицей его поверхности по всем направлениям.

2. Испускательной способностью тела называется поток энергии, испускаемый единицей поверхности тела в единичном интервале частот:

$$r_\omega = \frac{dR_\omega}{d\omega}. \quad (2.1)$$

Энергетическая светимость связана с испускательной способностью соотношением:

$$R = \int_0^\infty r_\omega d\omega. \quad (2.2)$$

Физические тела способны не только излучать, но и поглощать падающую на них электромагнитную энергию. Поглощательной способностью тела называется отношение поглощенного элементарной площадкой потока энергии $d\Phi'_\omega$ к падающему потоку $d\Phi_\omega$:

$$a_{\omega, T} = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega}. \quad (2.3)$$

Тело, поглощающее всю падающую на него электромагнитную энергию $a_{\omega, T} = 1$, называется абсолютно черным. Абсолютно черных тел в природе не существует. Есть только тела, приближающиеся по своим свойствам к абсолютно черным. Одной из наиболее часто употребляемых моделей абсолютно черного тела является металлическая полость с небольшим отверстием (рис. 2.1).

Попадающее через отверстие внутрь полости электромагнитное излучение при многократных отражениях от стенок практически полностью поглощается, а вероятность того, что оно выйдет обратно через отверстие, крайне мала.

Между излучательной и поглощательной способностью тела имеется связь, установленная

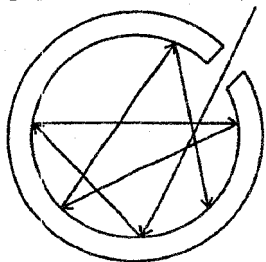


Рис. 2.1. Модель абсолютно черного тела

законом Кирхгофа. Согласно ему отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела и является для всех тел одной и той же универсальной функцией частоты и температуры:

$$\frac{r_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} = f(\omega, T). \quad (2.4)$$

Поскольку для абсолютно черного тела $a_{\omega, T} = 1$, то из (2.4) видно, что

$f(\omega, T)$ совпадает с излучательной способностью абсолютно черного тела.

Универсальная функция Кирхгофа связана с равновесной спектральной плотностью энергии теплового излучения простым соотношением:

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T), \quad (2.5)$$

где $u(\omega, T)$ – плотность энергии, приходящаяся на единичный интервал частот.

Все попытки получения в рамках классической физики функции $u(\omega, T)$, вид которой был бы в согласии с экспериментальными данными, не увенчались успехом. Предположим, что у нас имеется полость, заполненная равновесным излучением, представляющим собой совокупность стоячих волн. Расчеты показывают, что число стоячих волн, приходящихся на диапазон частот $d\omega$,

$$dn_\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}. \quad (2.6)$$

Согласно классическому принципу равнораспределения энергии по степеням свободы, на каждую стоячую электромагнитную волну в полости должна приходиться энергия, равная $k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана. При этом $k_B T/2$ приходится на электрическую энергию волны и $k_B T/2$ на магнитную энергию. Тогда для плотности энергии, приходящейся на интервал частот $d\omega$, можем записать:

$$u(\omega, T) d\omega = \langle \epsilon \rangle dn_\omega = k_B T \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \quad (2.7)$$

Из (2.7) находим:

$$u(\omega, T) = \frac{k_B T \omega^2}{\pi^2 c^3}. \quad (2.8)$$

Для испускательной способности абсолютно черного тела из (2.8) с помощью (2.5) находим:

$$f(\omega, T) = \frac{k_B T \omega^2}{4\pi^2 c^2}. \quad (2.9)$$