

# КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

Методические рекомендации  
к лабораторным работам № 36, 38, 46<sup>a</sup>, 47, 49

УДК 530.145 (076.5)  
К 321

Составители:

*А.М. Погорельский, А.В. Морозов, В.В. Христофоров,  
А.А. Шевченко (лаб. работы № 36, 49),  
А.М. Погорельский, В.В. Христофоров  
(лаб. работы № 38, 46<sup>а</sup>, 47).*

Рецензент доцент *А.В. Баранов*

Экспериментальное оборудование разработали и изготовили  
*А.М. Погорельский, П.А. Крапивко, А.В. Морозов,  
А.А. Шевченко*

Ответственный за оформление и выпуск *В.В. Христофоров*

Работа подготовлена на кафедре общей физики

## **КВАНТОВАЯ ФИЗИКА**

### **Методические рекомендации**

Редактор *Н.А. Лукашова*  
Выпускающий редактор *И.П. Брованова*  
Корректор *Л.Н. Киншт*  
Компьютерная верстка *Л.А. Веселовская*

---

Подписано в печать 07.02.2014. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная. Тираж 200 экз.  
Уч.-изд. л. 2,79. Печ. л. 3,0. Изд. № 278/13. Заказ № 239. Цена договорная

---

Отпечатано в типографии  
Новосибирского государственного технического университета  
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

© Новосибирский государственный  
технический университет, 2014

## Лабораторная работа № 36

### ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ

**Цель работы** – определить красную границу фотоэффекта, оценить порог внешнего фотоэффекта для полупроводникового фотоэмиттера (фотокаатода).

#### КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

##### 1. Законы фотоэффекта

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов веществом под действием света, поглощаемого этим веществом.

Экспериментально установлены три основных закона внешнего фотоэффекта, справедливых для любого материала фотоэмиттера:

1) количество электронов, испускаемых в единицу времени (сила фототока в режиме насыщения), пропорционально интенсивности света (закон Столетова);

2) для каждого вещества при определенном состоянии его поверхности существует красная граница внешнего фотоэффекта  $\nu_0$ , где  $\nu_0$  – такая частота света, меньше которой ( $\nu < \nu_0$ ) фотоэлектронная эмиссия не наблюдается;

3) максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно растет с частотой света и не зависит от его интенсивности (закон Эйнштейна).

Все эти закономерности находят исчерпывающее объяснение на основе фотонных представлений о свете (М. Планк, 1900 г.; А. Эйнштейн, 1905 г.).

При облучении вещества светом электроны получают энергию не непрерывно, а порциями (квантами). Энергия каждой порции равна

$$\varepsilon = h\nu, \quad (1)$$

где  $h \approx 6,6 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $\nu$  – частота световой волны. Эти порции энергии света были названы фотонами.

Чем больше интенсивность света определенной частоты, тем больше фотонов с определенной энергией падает на поверхность вещества в единицу времени и, следовательно, больше выбивается электронов. Если все выбитые электроны являются носителями электрического тока в цепи (режим тока насыщения), то сила этого тока будет пропорциональна интенсивности света. То есть действительно должен выполняться закон Столетова.

Если энергии одного фотона недостаточно, чтобы выбить электрон, то фотоэффекта не будет, сколько бы таких фотонов ни падало на вещество. При этом предполагается, что электрон может поглотить только один фотон; вероятность же одновременного поглощения двух и более фотонов ничтожно мала. Следовательно, действительно должна существовать красная граница фотоэффекта.

Назовем *наименьшую* энергию, необходимую для освобождения электрона из данного вещества, работой выхода  $A_B$ . Тогда для электрона, которому достаточно для освобождения именно этой энергии и который поглотил фотон с энергией  $h\nu$ , можно записать

$$h\nu = A_B + E_{\text{кmax}}, \quad (2)$$

где  $E_{\text{кmax}} = \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}$  – максимально возможная кинетическая энергия выбитых электронов при данной энергии поглощенного фотона  $h\nu$  и работе выхода  $A_B$ . Эта формула является по сути законом сохранения энергии и называется *уравнением Эйнштейна для фотоэффекта*.

Так как началу фотоэффекта соответствует очевидное условие  $E_{\text{кmax}} = 0$ , из уравнения Эйнштейна следует выражение для красной границы фотоэффекта

$$\nu_0 = \frac{A_B}{h}. \quad (3)$$

Выражая из (2) максимальную кинетическую энергию электрона, получаем, что она действительно пропорциональна частоте света и не зависит от интенсивности светового потока:

$$E_{\text{кmax}} = h\nu - A_B. \quad (4)$$

## 2. Спектральная зависимость фотоэлектронной эмиссии

Одной из важнейших характеристик фотокатода является его *квантовая эффективность* (*квантовый выход*)  $Y$  [1]. Пусть на фотокатод падает в единицу времени  $n \gg 1$  фотонов. Тогда число электронов  $n_e$ , испускаемых этим фотокатодом за единицу времени, равно

$$n_e = Yn. \quad (5)$$

Иначе говоря, *квантовый выход*  $Y$  равен отношению числа электронов  $n_e$ , испускаемых фотокатодом за единицу времени, к тому числу фотонов, которые падают на фотокатод за это время:

$$Y = \frac{n_e}{n}.$$

Если энергия фотона меньше значения, соответствующего красной границе фотоэффекта  $\nu_0$ , то квантовый выход равен нулю (фотоэффект не наблюдается). При увеличении частоты света ( $\nu > \nu_0$ ) квантовый выход быстро растет, достигая максимума при некоторой частоте  $\nu_1$ , затем уменьшается; при еще большем росте частоты может опять наблюдаться медленный рост квантового выхода. Указанный характер зависимости  $Y(\nu)$  связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов [1].

Для большинства металлов максимальное значение величины  $Y$  не превышает 0,1 при энергии фотона  $h\nu \approx 10...20$  эВ. Кроме того, красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона  $\epsilon_0 \approx 3...5$  эВ, а для остальных металлов – еще больше ( $\epsilon_0 \approx 10...15$  эВ). Как известно, видимая область простирается от длины световой волны  $\lambda \approx 0,7$  мкм (красный свет) до длины волны  $\lambda \approx 0,3$  мкм (фиолетовый свет). Это соответствует диапазону энергий фотона  $\epsilon = hc/\lambda$  от 1,8 до 4,1 эВ. Сказанное означает, что металлические фотокатоды нечувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют малый квантовый выход. Поэтому в электровакуумных приборах чистые металлы практически не используются в качестве фотокатодов.

Эффективные фотокатоды в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что для полупроводников в уравнении

Эйнштейна (2) вместо работы выхода  $A_{\text{в}}$  используют другую величину – порог фотоэффекта  $W$  [1]:

$$h\nu = W + E_{\text{кmax}} . \quad (6)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов, характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывают примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности.

При использовании полупроводниковых фотокатодов удается увеличить максимальное значение квантового выхода  $Y_{\text{max}}$  до 0,5 при пороге фотоэффекта  $W = 1 \dots 2$  эВ.

### 3. Вольт-амперная характеристика фотоэлемента

На рис. 1 показана схема включения фотоэлемента, позволяющая снять его вольтамперную характеристику (ВАХ)  $I(U)$ .

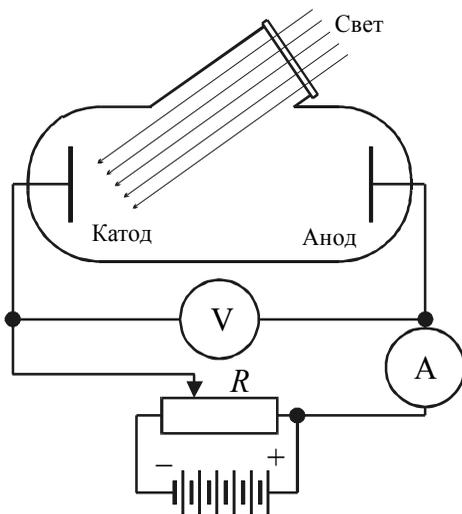


Рис. 1

Примерный вид таких ВАХ, полученных при фиксированной частоте, но при различных интенсивностях света, представлен на рис. 2. Участок  $AB$  графика соответствует току насыщения  $I_{\text{нас}}$  фотоэлемента. При  $U > U_{\text{а}}$  сила тока не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что электроны, выбитые светом в область пространства

между катодом и анодом, попадают в достаточно сильное ускоряющее электрическое поле и все достигают анода.

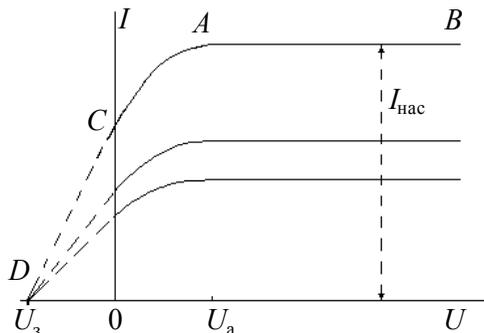


Рис. 2

При напряжениях  $U < U_a$  электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Часть выбитых светом электронов попадает на стенки фотоэлемента. Наблюдаемая при этом сила тока меньше  $I_{нас}$ . Причем при нулевом и даже отрицательном напряжении на аноде сила тока отлична от нуля. Это объясняется тем, что некоторые выбитые фотонами электроны (при  $h\nu > W$ ) обладают достаточным запасом кинетической энергии для того, чтобы даже в тормозящем поле достичь анода (участок графика  $CD$ ).

При некоторой определенной разности потенциалов задерживающего поля  $U_з$  наступает состояние, когда даже электроны, обладающие самой большой энергией, не коснувшись анода, отбрасываются назад к фотокатоду. Ток через фотоэлемент при этом становится равным нулю (точка  $D$ ). Работа сил тормозящего электрического поля над электронами с максимальной кинетической энергией в момент их остановки около анода равна приращению этой энергии:

$$0 - \frac{m\nu_{\max}^2}{2} = -|eU_з|. \quad (7)$$

В реальном фотоэлементе анод и катод могут быть изготовлены из различных веществ. Поэтому между ними кроме разности потенциалов  $U$ , обусловленной внешним источником, возникает так называемая контактная разность потенциалов  $U_{\text{конт}}$ . Вольтметр, включенный в схе-

му, измерить  $U_{\text{конт}}$  не может. Следовательно, точке  $D$  графика соответствует истинное напряжение

$$U_D = U_3 + U_{\text{конт}}. \quad (8)$$

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве источников света в работе используется набор светодиодов, излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны длин волн лежат в видимой и инфракрасной частях спектра.

В качестве фотокатода используется катод фотоэлемента, изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода, собираются анодом.

Для определения красной границы фотоэффекта  $\nu_0$  или соответствующей длины волны света  $\lambda_{\text{кр}}$  предлагается в процессе эксперимента снять зависимость силы тока насыщения через фотоэлемент от длины волны света, падающего на его фотокатод. Найдя с помощью графика этой зависимости ту длину волны, которая соответствует нулевому значению силы тока, находим  $\lambda_{\text{кр}}$ .

Теперь, зная  $\lambda_{\text{кр}}$ , можно определить порог фотоэффекта  $W$ . Учтем, что связь между частотой  $\nu_0$  и длиной световой волны  $\lambda_{\text{кр}}$  имеет вид

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_{\text{кр}}},$$

где  $c$  – скорость света.

Тогда порог фотоэффекта можно определить по формуле

$$W = h\nu_0. \quad (9)$$

## ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите схему измерений согласно рис. 3. Анод на схеме подключен к плюсу, а катод – к минусу источника напряжения (прямое подключение фотоэлемента).

2. Установите максимальное значение интенсивности светового потока. Для этого необходимо вращать ручку, обозначенную  $J/J_0$  (прибор измеряет не абсолютное, а относительное значение интенсив-

ности). Запишите значение величины  $J/J_0$  и следите, чтобы в последующих опытах она не менялась.

3. Установите длину волны источника света 56...580 нм. Снимите для выбранной длины волны вольт-амперную характеристику фотоэлемента  $I(U)$  при его прямом подключении к источнику напряжения.

4. Постройте график снятой вольт-амперной характеристики  $I(U)$ , сравните его с ожидаемой зависимостью, показанной на рис. 2. Найдите по графику диапазон напряжений, соответствующих току насыщения.

5. Установите напряжение на фотоэлементе в пределах этого диапазона.

6. Изменяя длину волны света, подаваемого на фотоэлемент, снимите спектральную характеристику  $I_{\text{нас}}(\lambda)$ .

7. Постройте график зависимости  $I_{\text{нас}}(\lambda)$ . Экстраполируя линию графика до пересечения с осью  $\lambda$ , определите длину волны, соответствующую красной границе фотоэффекта  $\lambda_{\text{кр}}$ .

8. Определите численное значение порога фотоэффекта  $W$  (формула (9)). Убедитесь, что фотокатод фотоэлемента действительно изготовлен из полупроводника (диапазон значений величины  $W$  для полупроводников указан выше).

9. Сделайте выводы.

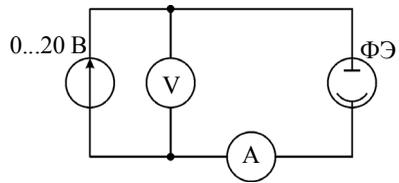


Рис. 3

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое внешний фотоэффект?

2. Можно ли объяснить все особенности фотоэффекта, пользуясь волновой теорией света?

3. Можно ли объяснить все особенности фотоэффекта, пользуясь фотонной теорией света? Какое уравнение предложено для квантового описания внешнего фотоэффекта?

4. Почему при фотоэффекте ярко проявляются корпускулярные свойства света?

5. Объясните все особенности вольт-амперной характеристики при фотоэффекте.

6. Что такое квантовый выход?

7. В чем преимущество полупроводниковых фотокатодов перед металлическими?

8. Какие изменения в уравнение Эйнштейна надо ввести, если оно применяется к полупроводниковому фотокатоду?

9. Объясните методику определения величин  $\lambda_{кр}$ ,  $\nu_0$ ,  $W$  в данной лабораторной работе.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Тарасов Л.В.* Введение в квантовую оптику: учеб. пособие для вузов / Л.В. Тарасов. – М.: Высш. шк., 1987.

2. *Гапонов В.И.* Электроника: учеб. пособие для вузов / В.И. Гапонов. – М.: Физматиздат, 1960. Ч. 1 и 2.

## Лабораторная работа № 38

# ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

### ВВЕДЕНИЕ

Теплообмен, являясь формой передачи энергии между макроскопическими телами, осуществляется в природе как за счет теплопроводности тел, приведенных в контакт друг с другом, так и посредством теплового излучения тел.

Все тела испускают электромагнитные волны: невидимые инфракрасные – при комнатной температуре, видимый свет – в сильно нагретом состоянии. С точки зрения квантовой физики тела испускают фотоны. Причины излучения тел могут быть различными.

Электромагнитное излучение называется *тепловым*, если оно возникает и испускается телом за счет убыли только внутренней его энергии, характеризующейся температурой тела. Всякое другое излучение,

например люминесценция, происходящее за счет иных источников энергии, не является тепловым [1].

Всякое тело не только испускает, но и поглощает излучение других тел. Вследствие этого внутренняя энергия тела и его температура увеличиваются, если поглощенная телом энергия больше испущенной за некоторое время, и уменьшаются, если поглощенная энергия меньше испущенной.

Если отсутствует теплообмен системы тел с окружающими телами, теплообмен излучением приводит через определенное время к выравниванию температуры входящих в систему тел. При этом наступает состояние термодинамического равновесия теплового излучения с веществом: температура каждого тела системы остается постоянной, а энергии испускаемого и поглощаемого телами излучения – одинаковыми. В этих условиях тепловое излучение называется равновесным.

Тепловое излучение тел, образующих замкнутую равновесную систему, подчиняется законам термодинамики. Важно отметить, что энергии испускаемого и поглощаемого телами такой системы излучения одинаковы не только в целом, но и для любого диапазона частот. Это возможно только тогда, если равновесное тепловое излучение имеет сплошной спектр частот (длин волн) и не зависит от вещества, составляющего тело. Термодинамическое равновесие достигается с помощью специальных мер, например по обеспечению замкнутости системы тел. Если же термодинамическое равновесие вещества с излучением отсутствует, то спектры могут иметь самый различный вид, например линейчатый.

Тепловое излучение зависит от температуры тела, а его отдельные характеристики являются также функцией от длины волны излучения. Для описания законов теплового излучения вводятся следующие параметры:

$\Phi_{\tau}$  – *поток излучения*, испускаемый (поглощенный) телом при температуре  $T$ , Вт. Он определяется как отношение энергии излучения любого спектрального состава к тому времени, за которое эта энергия испущена (поглощена);

$$R_{\tau} = \frac{d\Phi_{\tau}}{dS} - \text{энергетическая светимость} \text{ тела при температуре } T,$$

равная отношению потока излучения  $d\Phi_{\tau}$ , испускаемого телом при температуре  $T$  с малого плоского участка поверхности  $dS$  в пределах

телесного угла  $2\pi$  стерадиан (т. е. в пределах полупространства), к площади этого участка поверхности, Вт/м<sup>2</sup>;

$$r_{\tau, \lambda} = \frac{dR_{\tau}}{d\lambda} - \text{испуска́тельная способность} \text{ тела, равная отношению}$$

энергетической светимости тела  $dR_{\tau}$ , приходящейся на узкий диапазон длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , к величине этого диапазона  $d\lambda$ , Вт/м<sup>3</sup>;

$$\alpha_{\tau, \lambda} = \frac{d\Phi_{\tau(\text{погл})}}{d\Phi_{(\text{пад})}} - \text{поглоща́тельная способность} \text{ тела, равная отно-}$$

шению потока излучения  $d\Phi_{\tau(\text{погл})}$ , поглощенного телом при температуре  $T$  в узком диапазоне длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , к потоку излучения  $d\Phi_{\tau(\text{пад})}$ , падающему на тело при такой же температуре и в таком же диапазоне длин волн.

Испуска́тельная и поглоща́тельная способности тел зависят от температуры тел и длины волны излучения. Для всех реальных тел  $\alpha_{\tau, \lambda} < 1$ .

Рассмотрим  $N$  тел, образующих систему. Исходя из законов термодинамики Кирхгоф показал, что для равновесного теплового излучения отношение испуска́тельной и поглоща́тельной способностей тел не зависит от их природы и является для всех тел одинаковой функцией температуры и длины волны:

$$\left( \frac{r_{\tau, \lambda}}{\alpha_{\tau, \lambda}} \right)_1 = \left( \frac{r_{\tau, \lambda}}{\alpha_{n, \lambda}} \right)_2 = \dots = \left( \frac{r_{\tau, \lambda}}{\alpha_{\tau, \lambda}} \right)_N = f(T, \lambda). \quad (1)$$

Здесь  $1, 2, \dots, N$  – номера различных тел, образующих замкнутую систему; величина  $f(T, \lambda)$  называется функцией Кирхгофа. Записанное выражение (1) называется *законом Кирхгофа* [1].

В теории теплового излучения большую роль играет идеализированная модель реального тела, получившая название *абсолютно черного*, под которым подразумевается тело, при *любой температуре* полностью поглощающее падающий на него поток излучения, имеющего *любой спектральный состав*. Для абсолютно черного тела введем специальное обозначение параметров  $R_{\tau}^*, r_{\tau}^*, \lambda, \alpha^*$ .

В определении абсолютно черного тела подразумевается независимость его свойства от вещества, из которого оно состоит. Следовательно, спектр его излучения не может быть связан с характерными

особенностями спектров излучения веществ. Его спектр – *сплошной* принципиально. Его поглощательная способность не зависит от температуры тела и длины волны поглощаемого излучения, и во всех случаях  $\alpha^* = 1$ . Реальные же физические тела имеют  $\alpha_{T,\lambda} < \alpha^*$ .

Абсолютно черное тело, как и всякое другое, подчиняется закону Кирхгофа, и для него справедливо равенство  $r_{T,\lambda}^* / \alpha^* = f(T, \lambda)$ , но  $\alpha^* = 1$ , поэтому  $r_{T,\lambda}^* = f(T, \lambda)$ . Следовательно, закон Кирхгофа для нечерных тел приобретает вид

$$\frac{r_{T,\lambda}}{\alpha_{T,\lambda}} = f(T, \lambda) = r_{T,\lambda}^* . \quad (2)$$

Из выражения (2) следует важный вывод о том, что, во-первых, функция Кирхгофа и испускательная способность абсолютно черного тела – одно и то же, и, во-вторых, зная для абсолютно черного тела  $r_{T,\lambda}^*$  и для любого нечерного тела  $\alpha_{T,\lambda}$ , можно определить  $r_{T,\lambda}$  для этого нечерного тела. Следует отметить, что результаты экспериментов с техническими моделями абсолютно черных тел стали решающими в формировании теории теплового излучения и привели к рождению квантовой физики (М. Планк).

В процессе установления закона теплового излучения абсолютно черного тела, согласующегося с экспериментально полученными зависимостями, потребовался отказ от волновой теории света, и было введено понятие о квантах излучения [1]. Согласно современной квантовой теории внутренняя энергия тела изменяется отдельными порциями-квантами. В излучении это реализуется испусканием телами особых частиц – фотонов [1], обладающих ярко выраженными волновыми свойствами и энергией  $\varepsilon = h\nu$ , где  $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $\nu$  – частота излучения.

Исходя из определения и свойств абсолютно черного тела и на основе введения понятия квантов излучения Планком получена теоретическая зависимость испускательной способности от длины волны, описываемая формулой

$$r_{T,\lambda}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} , \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\frac{hc}{\lambda} = h\nu = \varepsilon$  – энергия фотона и

$\frac{hc}{\lambda kT} = \frac{\varepsilon}{kT}$  – характерное отношение энергий фотона и теплового движения частиц тела. Характер зависимости (3) для разных температур показан графически на рис. 1.

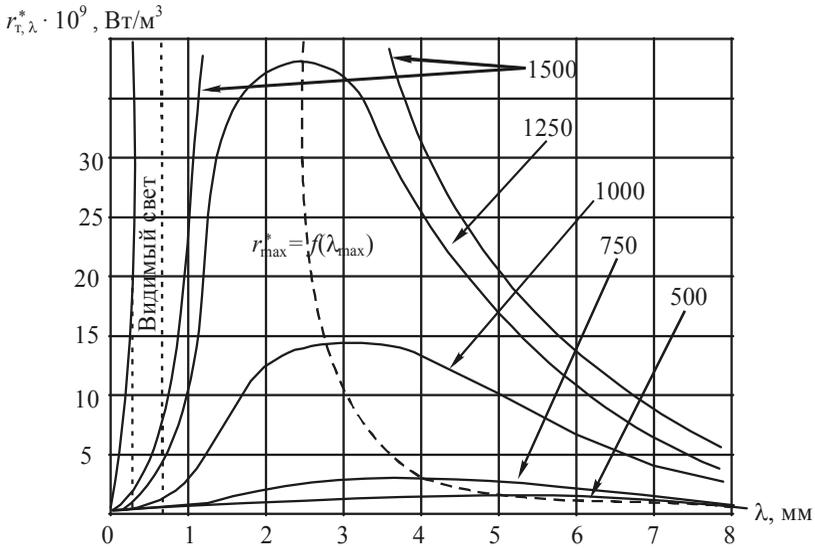


Рис. 1

Формула Планка согласуется с результатами исследований технических моделей абсолютно черного тела и экспериментально установленными законами [1], а именно:

- тепловое излучение абсолютно черного тела имеет сплошной спектр;
- испускательная способность абсолютно черного тела имеет максимум, равный  $r_{\max}^* = aT^5$  (закон Вина) при длине волны излучения  $\lambda_{\max} = bT^{-1}$  (закон смещения Вина), где  $a = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ ,  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – «постоянные Вина»;
- максимум испускательной способности при повышении температуры смещается в сторону более коротких длин волн в соответствии

с законом смещения Вина (на рис. 1 кривая  $r_{\max}^* = f(\lambda_{\max})$ , показанная штриховой линией).

Отметим, что на рис. 1 площадь, ограниченная кривой  $r_{\tau,\lambda}^* = f(\lambda)$ , характеризует энергетическую светимость абсолютно черного тела при данной его температуре:

$$R_{\tau}^* = \int_0^{\infty} r_{\tau,\lambda}^* d\lambda . \quad (4)$$

Подстановкой формулы (3) в (4) и последующим интегрированием можно получить энергетическую светимость абсолютно черного тела:

$$R_{\tau}^* = \sigma T^4 , \quad (5)$$

где  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$  – «постоянная Стефана–Больцмана»;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж / К – постоянная Больцмана.

Выражение (5) было получено до появления формулы (3) экспериментальным путем и носит название *закона Стефана–Больцмана*.

## ТЕОРИЯ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

### 1. Измерение температуры источника излучения

Испускательная способность абсолютно черного тела может быть определена для различных длин волн и температур по формуле Планка (3). Следовательно, для узкого диапазона длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , в котором испускательную способность  $r^*(\lambda, T)$  можно считать постоянной, энергетическая светимость абсолютно черного тела равна

$$dR^* = r^*(\lambda, T) d\lambda .$$

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

$$r(\lambda, T) = A(\lambda, T) r^*(\lambda, T) ,$$

где  $A(\lambda, T) < 1$  – спектральный коэффициент излучения тела.

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

$$dR = A(\lambda, T)r^*(\lambda, T)d\lambda.$$

Рассмотрим излучение тела с температурой  $T$  для двух различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при различных значениях диапазонов  $d\lambda_1$  и  $d\lambda_2$  соответственно (рис. 1):

- для  $\lambda_1$  и  $d\lambda_1$

$$dR_1 = A_1 r_1^* d\lambda_1;$$

- для  $\lambda_2$  и  $d\lambda_2$

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

Здесь  $A_1$  и  $A_2$  – спектральные коэффициенты излучения тела при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  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:

$$dP_1 = K_1 A_1 r_1^* d\lambda_1; \quad dP_2 = K_2 A_2 r_2^* d\lambda_2,$$

где  $K_1$  и  $K_2$  можно назвать коэффициентами использования потока излучения первым и вторым приемником соответственно, которые не изменяются в процессе опыта.

Следовательно, отношение потоков излучения для двух приемников равно

$$\frac{dP_1}{dP_2} = Z \left( \frac{r_1^* d\lambda_1}{r_2^* d\lambda_2} \right),$$

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 выбранных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Величины  $r_1^*$  и  $r_2^*$  определяются с помощью формулы Планка (3). Следовательно,

$$\frac{dP_1}{dP_2} = Z \frac{C_1 \lambda_2^5 (\exp(C_2/\lambda_2 T) - 1) d\lambda_1}{C_1 \lambda_1^5 (\exp(C_2/\lambda_1 T) - 1) d\lambda_2},$$

где

$$C_1 = 2\pi h c^2 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$C_2 = hc/k = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Оценим величину  $\exp(C_2/\lambda T)$  и сравним ее с единицей.

Пусть  $T = 3000 \text{ К}$ ,  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ . Тогда

$$\exp(C_2/\lambda T) = \exp(1,439 \cdot 10^{-2} / 1 \cdot 10^{-6} \cdot 3000) \approx 121,$$

причем понижение температуры и уменьшение длины волны изменяют эту оценку в большую сторону. Это означает, что для используемых в опытах температур и длин волн единицей в скобках в формуле Планка можно пренебречь (выполняется приближенная формула Вина):

$$\frac{dP_1}{dP_2} = Z \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} \exp\left[\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\right].$$

Прологарифмируем это выражение и найдем из полученной формулы температуру  $T$ :

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln \frac{dP_1}{dP_2} - \ln Z - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}}.$$

Учтем, что в процессе опытов сохраняются значения  $\lambda_1, \lambda_2, d\lambda_1, d\lambda_2$ . Поэтому объединим члены, содержащие постоянные величины, в две новые константы  $L$  и  $Z_0$ :

$$L = C_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right); \quad Z_0 = \ln Z + 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}.$$

Тогда формула для определения температуры примет вид

$$T = \frac{L}{\ln \frac{dP_1}{dP_2} - Z_0}. \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что, зная из заранее проведенных опытов величину  $Z_0$  и рассчитав значения  $L$ , можно путем измерения отношения  $dP_1/dP_2$  определить соответствующую температуру излучающего тела.

## 2. Измерение интегрального коэффициента излучения тела

Интегральный коэффициент излучения (коэффициент черноты) тела  $A_T$  определяется отношением

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}, \quad (7)$$

где  $R_T$  – энергетическая светимость тела при температуре  $T$ ;  $R_T^*$  – энергетическая светимость абсолютно черного тела при этой же температуре.

В [3] показано, что для вольфрама, который используется в этой лабораторной работе в качестве источника излучения (нить накала электролампы), интегральный коэффициент излучения для температуры  $T = 2000$  К надежно измерен. Он оказался равным  $A_{2000} = 0,249$ . Это позволяет применить относительный метод исследования зависимости интегрального коэффициента излучения от температуры излучающего тела.

Выразим интегральный коэффициент излучения при некоторой температуре  $T$  через измеряемые величины и  $A_{2000}$ .

Согласно определению (7)

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}; \quad A_{2000} = \frac{R_{2000}}{R_{2000}^*}.$$

Учтем, что по закону Стефана–Больцмана энергетические светимости абсолютно черного тела в этих выражениях равны

$$R_{\tau}^* = \sigma T^4; \quad R_{2000}^* = \sigma(2000)^4.$$

Если считать, что потери энергии за счет теплопроводности и конвекции малы, т. е. вся подводимая к вольфрамовой нити лампы энергия электрического тока превращается в энергию излучения, то энергетическую светимость источника можно выразить через мощность  $P_{и}$ ,

которая рассеивается на нем:  $R_{\tau} = \frac{P_{и}}{S}$ , где  $S$  – площадь излучающей поверхности.

Найдем отношение коэффициентов излучения

$$\frac{A_{\tau}}{A_{2000}} = \frac{R_{\tau} R_{2000}^*}{R_{\tau}^* R_{2000}} = \frac{P_{и} \sigma (2000)^4 S}{S \sigma T^4 P_{и200}} = \frac{(2000)^4}{P_{и200}} \frac{P_{и}}{T^4} = K \frac{P_{и}}{T^4}.$$

Величину  $K$  в последней формуле можно определить из вышеописанных опытов по определению температуры, если в процессе измерений снимать дополнительно значения мощности, рассеиваемой источником. Это несложно сделать, так как источник излучения нагревается электрическим током, мощность которого при высоких температурах равна

$$P_{и} = UI, \quad (8)$$

где  $U$  – напряжение на вольфрамовой спирали источника теплового излучения, а  $I$  – сила тока в спирали. При этом предполагается, как уже отмечалось выше, что подводимая энергия рассеивается только за счет излучения, а ее потери за счет теплопроводности пренебрежимо малы.

Следовательно, для интегрального коэффициента излучения получаем формулу

$$A_{\tau} = A_{2000} K \frac{P_{и}}{T^4}, \quad (9)$$

где коэффициенты равны  $K = \frac{(2000)^4}{P_{и2000}}$ ;  $A_{2000} = 0,249$ .

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В качестве экспериментальной установки используется модульный учебный комплекс МУК-О (см. прил.).

В работе используются следующие элементы комплекса:

- *источник теплового излучения*, которым является нагретая током вольфрамовая спираль электрической лампы;
- *электронный блок*.

Излучение от источника, пройдя окно, расположенное в верхней крышке электронного блока, достигает двух фотоприемников, которые находятся внутри блока. Фотоприемники воспринимают излучение в узких диапазонах длин волн, причем середины этих диапазонов лежат в различных частях спектра излучения: длина волны  $\lambda_1$  – в видимой области, а  $\lambda_2$  – в инфракрасной. Численные значения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  указаны на передней стенке электронного блока.

Подключение нужных фотоприемников производится нажатием кнопки на лицевой стороне электронного блока, при этом факт подключения отображается индикатором.

Усиленный сигнал, пропорциональный мощности принятого фотоприемником излучения, через усилители подается на регистрирующий цифровой прибор.

Следует отметить, что согласно исследованиям [3] для выбранных длин волн фотоприемников отношение спектральных коэффициентов излучения вольфрама можно считать постоянным в пределах измеряемого диапазона температур, что является важным условием применимости рабочей формулы (6).

## ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. На рабочем месте ознакомьтесь с лабораторной установкой.
  2. Заготовьте таблицу измерений следующих величин:
    - силы тока  $I$ , протекающего через источник теплового излучения;
    - соответствующего напряжения  $U$  на вольфрамовой спирали источника;
    - величины сигнала первого и второго фотоприемников  $dP_1$  и  $dP_2$ , которые будут сниматься с регистрирующего прибора.
- Кроме того, в таблице нужно заготовить столбцы для следующих величин:
- вычисленных значений мощности, выделяемой источником  $P_{и}$ ;

- отношения сигналов с фотоприемников  $dP_1/dP_2$  ;
  - температуры нагретого тела  $T$ ;
  - интегрального коэффициента излучения  $A_T$  .
3. Запишите параметры и константы, необходимые для расчетов.
  4. Включите установку. Проверьте, включены ли нужные фотоприемники.
  5. Увеличьте напряжение источника до предельного значения (примерно 14...15 В).
  6. Снимите показания  $dP_1$  и  $dP_2$  с цифрового индикатора измерителя относительной интенсивности теплового излучения. Снимите показания ампер- и вольтметра. Внесите показания в таблицу измерений. Учтите, что в случае *перегрузки* цифровой индикатор измерителя относительной интенсивности теплового излучения показывает только единицу в старшем разряде.
  7. Постепенно уменьшая напряжение генератора, снимите такие же показания (п. 6) при восьми-десяти различных температурах источника излучения.
  8. Пользуясь рабочей формулой (6), вычислите температуры источника излучения при различных значениях мощности, выделяемой на источнике. Полученную в предварительных опытах величину  $Z_0$  возьмите равной  $Z_0 = 1,784$  .
  9. Вычислите по формуле (8) мощность, выделяющуюся на спирали источника излучения для каждого значения температуры. Обратите особое внимание на мощность при  $T = 2000$  К.
  10. Пользуясь рабочей формулой (9), вычислите значения интегрального коэффициента излучения  $A_T$  источника в исследованном диапазоне температур и постройте график  $A_T = f(T)$  .

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните особенности теплового излучения, его спектр.
2. Абсолютно черное тело, его свойства и его роль в теории теплового излучения.
3. Испускательная и поглощательная способность тел, энергетическая светимость.
4. Закон Кирхгофа.
5. Закон Стефана–Больцмана и законы Вина.
6. Формула Планка и ее значение в теории теплового излучения.

7. Тепловое излучение реальных тел, спектральный и интегральный коэффициенты излучения.

8. Преимущества метода спектральных отношений для бесконтактного измерения температуры тела.

9. Методика определения интегрального коэффициента излучения.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1979. – Т. 3 (можно пользоваться и более поздними изданиями этого курса).

2. *Яворский Б.М.* Курс физики / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. – М.: Высш. шк., 1972. – Т. 3.

3. *Теплообмен излучением: справочник* / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Н.Л. Рыжков. – М.: Энергоиздат, 1991.

## Лабораторная работа № 46<sup>a</sup>

### ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

**Цель работы** – определение температуры электронного газа, определение контактной разности потенциалов между катодом и анодом при различных температурах.

#### КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

**Эмиссия.** Принцип работы любой электронной лампы заключается в том, что между ее катодом (эмиттером) и анодом (коллектором) создается электрическое поле, под воздействием которого находятся эмитированные катодом электроны. Создавая поле, ускоряющее или замедляющее электроны при их движении к аноду, можно управлять электрическим током, протекающим через лампу.

Эмиссия электронов из вещества наблюдается, в частности:

- 1) при высокой температуре – термоэлектронная эмиссия;
- 2) при поглощении электромагнитных волн – фотоэффект;
- 3) за счет высокой напряженности электрического поля – автоэлектронная эмиссия и др.

Остановимся подробнее на термоэлектронной эмиссии.

**Электронный газ.** Рассмотрим кристаллическое твердое вещество – металл или полупроводник. Часть атомов, образующих кристаллическую решетку, теряет свои валентные электроны, которые становятся так называемыми свободными электронами проводимости внутри этого вещества. Слово «свободные» нельзя понимать в абсолютном смысле, так как в действительности между этими электронами и решеткой существует вполне определенная связь и, кроме того, выход этих электронов из вещества в окружающее пространство крайне затруднен.

Рассматривая свойства электронного газа, необходимо иметь в виду, что он образован фермионами, которые подчиняются принципу запрета Паули: *в системе не может быть более двух электронов с одной и той же энергией, а два электрона с одинаковой энергией должны различаться направлением спина.*

Используя законы квантовой механики и статистической физики, можно получить (см. прил.) формулу (П10), которая позволяет вычислить число электронов  $dv_{u_x}$ , прошедших потенциальный барьер катода и имеющих после этого проекцию скорости на ось  $X$ , направленную от катода к аноду, в диапазоне от  $u_x$  до  $u_x + du_x$ :

$$dv_{u_x} = Lu_x \exp\left(-\frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x.$$

## ТЕОРИЯ МЕТОДА ЗАДЕРЖИВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА

Распределение электронов (П10) можно экспериментально проверить, используя метод задерживающего потенциала (тормозящего поля). Если между анодом и катодом существует электрическое поле, тормозящее отрицательно заряженные электроны (минус на аноде), то условие попадания электронов, имеющих скорость  $u_x$ , на анод можно записать в виде

$$\frac{mu_x^2}{2} \geq -eU_a, \tag{1}$$

где  $-e$  – заряд электрона, причем тормозящее напряжение  $U_a$  считается отрицательным.

Для силы анодного тока  $I_a$  при заданном значении тормозящего напряжения  $U_a$ , используя формулы (П10), (П11) (см. прил.) и (1), получим

$$\begin{aligned}
 I_a &= S_k j_a = S_k e N_a = S_k e \int_{\sqrt{\frac{2eU_a}{m}}}^{\infty} u_x D N_\varepsilon \frac{m}{kT} \exp\left(-\frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x = \\
 &= [S_k e D N_\varepsilon] \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right), \quad (2)
 \end{aligned}$$

где  $S_k$  – площадь катода;  $N_a$  – количество электронов, прошедших через единичную поверхность и достигших анода за единицу времени;  $I_\varepsilon$  – сила анодного тока при нулевом значении тормозящего напряжения ( $U_a = 0$ ), когда все электроны, прошедшие потенциальный барьер, попадают на анод вследствие наличия у них скорости в направлении анода.

В формуле (2) величина  $I_a$  пропорциональна количеству электронов  $N_a$ , энергия которых достаточна для попадания на анод при заданном тормозящем напряжении  $U_a$ . Величина  $I_\varepsilon$  пропорциональна общему количеству электронов  $N_\varepsilon$ , которые эмитированы из катода. При этом  $N_\varepsilon$  зависит от температуры катода, причем, как показали исследования, температура катода равна температуре электронного газа, эмитированного этим катодом.

Убедившись, что отношение сил токов  $I_a/I_\varepsilon$  действительно, как это предсказывается формулой (2), равно  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$  при любых значениях тормозящего напряжения  $U_a$ , можно сделать вывод о правильности тех представлений (см. прил.), которые привели к формуле (2).

Еще раз отметим эти представления:

- 1) газ электронов, эмитированных из нагретого катода, подчиняется распределению Максвелла для температуры катода;
- 2) потенциальный барьер, который преодолевают электроны на их пути к аноду, не изменяет характер распределения.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

**Схема измерений.** Для проверки соотношения (2)

$$I_a = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (2a)$$

необходимо измерить зависимость силы тока  $I_a$  от напряжения  $U_a$  при различных температурах  $T$ , которые также необходимо измерить. Все это можно сделать с помощью электрической схемы, представленной на рис. 1.

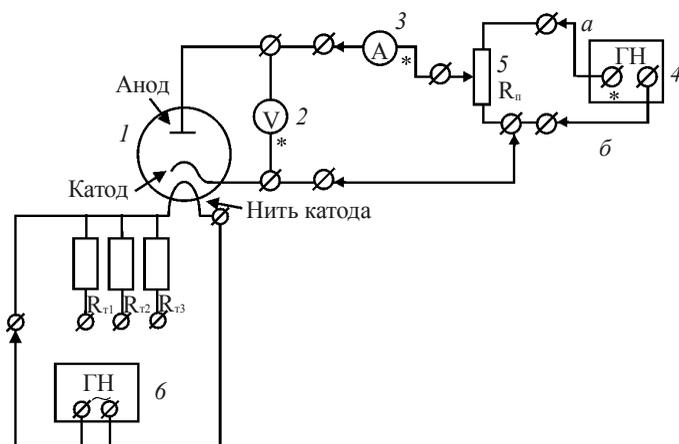


Рис. 1

Основным элементом схемы является вакуумный диод 1. Нагрев катода этой радиолампы осуществляется с помощью генератора переменного напряжения 6. Сила тока накала, а следовательно, температура катода могут изменяться ступенчато путем подключения последовательно с нитью накала резисторов  $R_{T1} \dots R_{T3}$ . Постоянное напряжение между катодом и анодом создается с помощью генератора напряжения 4. Путем переключения проводников *a* и *б* можно подать на анод как положительный, так и отрицательный потенциал относительно катода. Регулировка этого напряжения осуществляется переменным резистором  $R_n$ . Сила анодного тока измеряется микроамперметром 3, а напряжение  $U_v$  – вольтметром 2.

**Контактная разность потенциалов.** Важно отметить, что вольтметр измеряет *не истинное* значение напряжения между катодом и анодом  $U_a$ , а только напряжение  $U_V$ , задаваемое генератором. Между тем на потенциал анода оказывает существенное влияние так называемая контактная разность потенциалов  $U_{\text{конт}}$  [2]. Ее возникновение связано с тем, что катод и анод электронной лампы сделаны из различных материалов. Эти вещества даже при одинаковых внешних условиях отличаются друг от друга значением химического потенциала свободных носителей заряда. При соединении катода и анода любыми промежуточными проводниками между ними в силу указанных различий происходит диффузия свободных носителей заряда, которая вначале носит неравновесный характер, т. е. из вещества с бóльшим значением химического потенциала в вещество с меньшим значением химического потенциала переходит больше носителей заряда, чем наоборот. В результате один из электродов теряет, а другой получает электроны и между катодом и анодом устанавливается контактная разность потенциалов, которая изменяется при нагревании катода. Следует отметить, что обычно анод приобретает за счет контактной разности потенциалов отрицательный потенциал относительно катода.

Из сказанного следует, что истинное напряжение  $U_a$  между катодом и анодом определяется алгебраической суммой напряжения  $U_V$ , которое измеряется вольтметром, и контактной разностью потенциалов  $U_{\text{конт}}$ :

$$U_a = U_V + U_{\text{конт}}. \quad (3)$$

Это, в свою очередь, означает, что нулевое истинное напряжение между катодом и анодом ( $U_a = 0$ ) наблюдается, когда напряжение, измеренное вольтметром, равно по величине и противоположно по знаку контактной разности потенциалов:

$$U_a = 0 \quad \text{при} \quad U_V = -U_{\text{конт}}. \quad (4)$$

**Определение температуры  $T$ .** Экспериментальное определение температуры и одновременное определение контактной разности потенциалов можно осуществить, пользуясь следующей методикой. Прологарифмируем выражение (2а)

$$\ln I_a = \ln I_e + \frac{e}{kT} U_a. \quad (5)$$

Из полученного выражения видно, что при  $I_e = \text{const}$  график зависимости  $\ln I_a$  от  $U_a$  является линейным, причем коэффициент наклона графика обратно пропорционален температуре. Следовательно, построив график этой зависимости с помощью полученных экспериментальных данных, по тангенсу угла наклона графика находим температуру электронного газа:

$$\text{tg}\alpha = \frac{\Delta(\ln I_a)}{\Delta U} = \frac{e}{kT}. \quad (6)$$

Формула (5) справедлива только для отрицательных анодных напряжений. При положительных напряжениях на аноде (ускоряющее поле) рост анодного тока замедляется, а в режиме насыщения почти прекращается, при этом зависимость  $\ln I_a = f(U)$  сохраняет линейный характер.

**Определение  $U_{\text{конт}}$ .** Как указывалось выше, истинное анодное напряжение является алгебраической суммой напряжений  $U_V$  и  $U_{\text{конт}}$  (3). Поэтому излом прямой  $\ln I_a = f(U)$  наступает при выполнении условия (4), т. е. в точке перехода от тормозящего поля к полю ускоряющему. Значит, построив график  $\ln I_a = f(U_V)$  (рис. 2), по наклону прямой  $a-b$  (участок тормозящего поля) находим, пользуясь формулой (6), температуру электронного газа, а по точке излома прямых  $a-b$  и  $c-d$ , пользуясь формулой (4), находим контактную разность потенциалов.

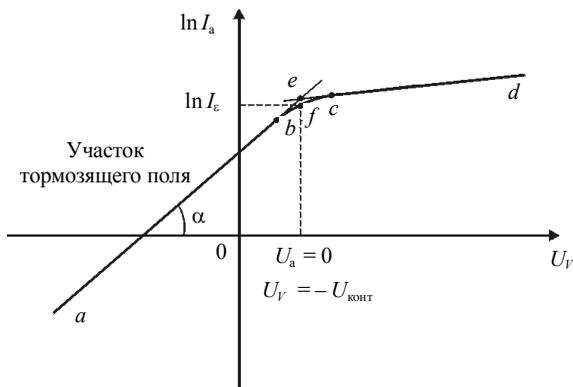


Рис. 2

Изменение наклона линейной зависимости при переходе от тормозящего к ускоряющему полю происходит не скачком, а постепенно (участок  $b-f-c$ ). Поэтому для определения точки, которая соответствует нулевому значению истинного напряжения  $U_a = 0$ , необходимо экстраполировать прямолинейные участки графика  $a-b$  и  $c-d$  до их пересечения в точке  $e$  (рис. 2).

### ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

Полезно, для более глубокого понимания задания, ознакомиться с описанием лабораторной работы № 47.

1. Заготовьте таблицу измерений (см. образец).

2. Соберите схему измерений (см. рис. 1). При сборке подключите в цепь накала катода резистор  $R_{r1}$ . Пригласите преподавателя для проверки схемы.

3. Не включая электропитание, поверните ручку регулировки выходного напряжения генератора 4 против часовой стрелки до упора (на минимум примерно 1 В). Ручку регулировки выходного напряжения генератора переменного напряжения 6 поверните по часовой стрелке до упора (на максимум примерно 15 В). Амперметр-вольтметр установите в режим измерения постоянного тока (кнопка  $\overline{=}$ / $\approx$  отжата). Установите на нем предел измерения напряжения 2 В, а силы тока 20 мкА.

4. Снимите зависимость силы анодного тока  $I_a$  от напряжения  $U_V$ , меняя напряжение через примерно 0,05 В. Смену знака потенциала, подаваемого на анод, произведите путем переключения проводников  $a$  и  $b$  (рис. 1). Внесите полученные значения в таблицу измерений.

5. Чтобы не перегревать тепловым излучением катода анод лампы (это искажает величину анодного тока), отключите генератор переменного напряжения на время проведения последующих вычислений и построения графика.

6. Вычислите и внесите в таблицу величину  $\ln I_a$ .

7. Постройте график зависимости  $\ln I_a = f(U_V)$ .

8. Путем экстраполяции прямолинейных участков графика до их пересечения найдите точку  $e$  (см. рис. 2), а по ней, пользуясь формулой (4), определите знак и величину контактной разности потенциалов  $U_{\text{конт}}$ .

9. Определите тангенс угла наклона графика в области тормозящего поля и по формуле (6) вычислите температуру электронного газа.

10. Вычислите и внесите в таблицу измерений истинное напряжение между катодом и анодом  $U_a$ , пользуясь формулой (3). Вычисления достаточно сделать только для отрицательных значений  $U_a$ .

11. Определите с помощью графика или по таблице измерений силу тока  $I_a$ , которая соответствует нулевому значению истинного напряжения  $U_a$ .

12. Подключите в цепь накала катода для изменения его температуры резистор  $R_{T2}$ .

13. Включите схему измерений.

14. Повторите все измерения и вычисления для меньшей температуры (п. 4–11).

15. Повторите п. 4–11 для других температур, подключая в цепь накала катода оставшиеся резисторы  $R_T$ .

16. Постройте график зависимости  $U_{\text{конт}}$  от  $T$ .

17. Проанализируйте полученные результаты.

**Образец таблицы измерений для одного значения тока накала  
(с пояснениями по каждой величине)**

Измеряется в опыте	Измеряется в опыте	Вычисляется	По графику	Вычисляется	Вычисляется по графику
$U_V, \text{В}$	$I_a, \text{мкА}$	$\ln I_a$	$U_{\text{конт}}, \text{В}$	$U_a, \text{В}$	$T, \text{К}$

**КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Как устроена и на каком принципе работает электронная лампа?
2. Какие физические эффекты приводят к эмиссии электронов?
3. Объясните, какому статистическому распределению подчиняется газ электронов:
  - а) внутри металлического катода;
  - б) вблизи анода.
4. Почему свободные электроны не могут легко диффундировать из вещества в вакуум?

5. Какой кинетической энергией должны обладать электроны в катоде, чтобы попасть на анод?
6. Какая формула позволяет вычислить плотность тока при термоэлектронной эмиссии?
7. Может ли электрон, обладающий достаточной энергией при выходе из катода, не попасть на анод?
8. Как измерить температуру электронного газа?
9. Что такое контактная разность потенциалов, для чего и как она определяется в опытах?
10. Какие величины, полученные в результате опытов, сравниваются, о чем говорит это сравнение?

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гапонов В.И. Электроника. Ч. 1 / В.И. Гапонов. – М., 1960.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – М.: Высш. шк., 1965.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3 / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1982 (можно пользоваться и более поздними изданиями этого курса).

## Лабораторная работа № 47

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

**Цель работы** – изучение распределения электронов по скоростям в промежутке анод–катод электронной лампы методом задерживающего потенциала.

#### ВВЕДЕНИЕ

Как отмечалось во введении к лабораторной работе № 46<sup>a</sup>, в электронных лампах широко используется явление термоэлектронной эмиссии из катода, который может быть изготовлен либо из металла, либо из полупроводника.

**Электронный газ.** Рассмотрим кристаллическое твердое вещество – металл или полупроводник. Часть атомов, образующих кристаллическую решетку, теряет свои валентные электроны, которые стано-

вятся так называемыми свободными электронами проводимости внутри этого вещества. Слово «свободные» нельзя понимать в абсолютном смысле, так как в действительности между этими электронами и решеткой существует вполне определенная связь и, кроме того, выход этих электронов из вещества в окружающее пространство крайне затруднен.

Рассматривая свойства электронного газа, необходимо иметь в виду, что он образован фермионами, которые подчиняются принципу запрета Паули: *в системе не может быть более двух электронов с одной и той же энергией, а два электрона с одинаковой энергией должны различаться направлением спина.*

Используя законы квантовой механики и статистической физики, а также метод задерживающего потенциала (см. лабораторную работу № 46<sup>а</sup>), можно получить (см. прил. к лабораторным работам № 46<sup>а</sup> и № 47) формулу (2а) в работе № 46<sup>а</sup>, которая позволяет вычислить зависимость силы тока анода  $I_a$  от величины задерживающего отрицательного напряжения  $U_a$  между анодом и катодом при температуре катода  $T$ :

$$I_a = I_\varepsilon \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $I_\varepsilon$  – сила тока при нулевом напряжении между катодом и анодом;  $e$  – элементарный электрический заряд.

Убедившись, что отношение сил токов  $I_a/I_\varepsilon$  действительно, как это предсказывается формулой (1), т. е. (2а) в лабораторной работе № 46<sup>а</sup>, равно  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$  при любых значениях тормозящего напряжения  $U_a$ , можно сделать вывод о правильности тех представлений (см. прил.), которые и привели к формуле (1).

Еще раз отметим эти представления:

3) газ электронов, эмитированных из нагретого катода, подчиняется распределению Максвелла для температуры катода;

4) потенциальный барьер, который преодолевают электроны на их пути к аноду, не изменяет характер распределения.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

**Схема измерений.** Для проверки соотношения (1) необходимо измерить зависимость силы тока  $I_a$  от напряжения  $U_a$  при различных температурах  $T$ , которые также необходимо измерить. Все это можно сделать с помощью электрической схемы, представленной на рис. 1, которая ранее использовалась в лабораторной работе № 46<sup>а</sup>.

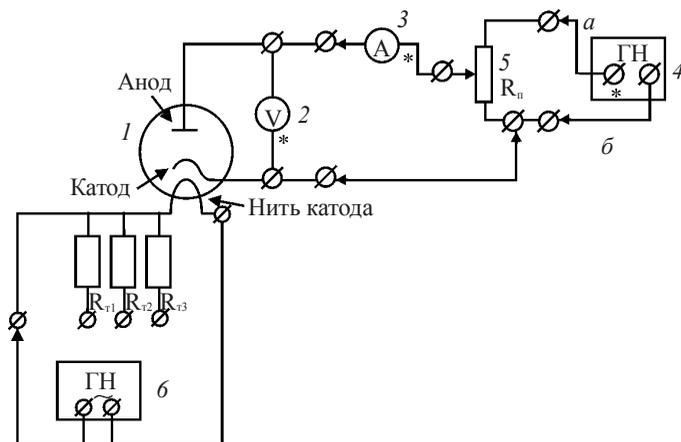


Рис. 1

Основным элементом схемы является вакуумный диод 1. Нагрев катода этой радиолампы осуществляется с помощью генератора переменного напряжения 6. Сила тока накала, а следовательно, и температура катода могут изменяться ступенчато путем подключения резисторов  $R_{T1} \dots R_{T3}$  последовательно с нитью накала. Постоянное напряжение между катодом и анодом создается с помощью генератора напряжения 4. Путем переключения проводников  $a$  и  $б$  можно подать на анод как положительный, так и отрицательный потенциал относительно катода. Регулировка напряжения осуществляется переменным резистором  $R_n$ . Сила анодного тока измеряется микроамперметром 3, а напряжение  $U_V$  – вольтметром 2.

При выполнении лабораторной работы № 46<sup>а</sup> для вакуумного диода была определена контактная разность потенциалов  $U_{\text{конт}}$  от температуры катода  $T$ , которая равна температуре газа эмитированных электронов. Эти результаты следует использовать при выполнении данной лабораторной работы.

## ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

Полезно, для более глубокого понимания задания, ознакомиться с описанием лабораторной работы № 46<sup>а</sup>.

1. Заготовьте таблицу измерений (см. образец).

2. Соберите схему измерений (рис. 1). Схема позволяет снять вольт-амперную характеристику вакуумного диода как для всей области задерживающего поля между катодом и анодом, так и для достаточно информативной области ускоряющего поля без переключения генератора 4 проводниками *a* и *б*. При сборке подключите в цепь накала катода резистор  $R_{т3}$ .

3. Не включая электропитание, поверните ручку регулировки выходного напряжения генератора 4 против часовой стрелки до упора (на минимум). Ручку регулировки выходного напряжения генератора напряжения 6 поверните по часовой стрелке до упора (на максимум примерно 6 В). Амперметр-вольтметр установите в режим измерения постоянного тока (кнопка  $\frac{\approx}{\approx}$  отжата). Установите на нем предел измерения напряжения 2 В, а силы тока 20 мкА.

4. Снимите зависимость силы анодного тока  $I_a$  от напряжения  $U_V$ , меняя напряжение резистором  $R_n$  примерно через 0,05 В. Для того чтобы внутреннее сопротивление вольтметра, подключенного параллельно диоду, не вносило существенной погрешности в измеряемую микроамперметром силу анодного тока, начинайте измерения с токов не меньше примерно 5 мкА. Внесите полученные значения в таблицу измерений.

5. Чтобы не перегревать тепловым излучением катода анод лампы, что искажает величину анодного тока, отключите генератор переменного напряжения на время проведения последующих вычислений и построения графика.

6. Вычислите и внесите в таблицу величину  $\ln I_a$ .

7. Постройте график зависимости  $\ln I_a = f(U_V)$ .

8. Вычислите и внесите в таблицу измерений истинное напряжение между катодом и анодом  $U_a$ , пользуясь формулой (3) лабораторной работы № 46<sup>а</sup>:

$$U_a = U_V + U_{\text{конт}}. \quad (2)$$

Вычисления достаточно сделать только для отрицательных значений  $U_a$ .

9. Определите с помощью графика или по таблице измерений силу тока  $I_\epsilon$ , которая соответствует нулевому значению истинного напряжения  $U_a$ .

10. Для отрицательных значений  $U_a$ , зная температуру электронного газа, вычислите и внесите в таблицу величину  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$ .

11. Для отрицательных значений  $U_a$ , зная  $I_\epsilon$ , вычислите отношения  $I_a / I_\epsilon$ .

12. Сравните численные значения  $I_a / I_\epsilon$  и  $\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$ , сделайте выводы.

13. Повторите все измерения и вычисления (п. 3–12) для больших температур, подключая в цепь накала катода оставшиеся резисторы  $R_T$  и, наконец, подключая нить накала напрямую.

14. Проанализируйте полученные результаты.

**Образец таблицы измерений для одного значения тока накала  
(с пояснениями по каждой величине)**

Измеряется в опыте		Вычисляется	По графику	Вычисляется	Вычисляется по графику	Вычисляется	По графику	Вычисляется	
$U_V$ , В	$I_a$ , мкА	$\ln I_a$	$U_{\text{конт}}$ , В	$U_a$ , В	$T$ , К	$\frac{eU_a}{kT}$	$I_\epsilon$ , мкА	$\exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right)$	$\frac{I_a}{I_\epsilon}$

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как устроена и на каком принципе работает электронная лампа?
2. Какие физические эффекты приводят к эмиссии электронов?
3. Какому статистическому распределению подчиняется газ электронов:
  - а) внутри металлического катода;
  - б) вблизи анода?
4. Почему свободные электроны не могут легко диффундировать из вещества в вакуум?
5. Какой кинетической энергией должны обладать электроны в катоде, чтобы попасть на анод?
6. Какая формула позволяет вычислить плотность тока при термоэлектронной эмиссии?
7. Почему график зависимости силы анодного тока от напряжения между анодом и катодом строится в координатах  $\ln I_a = f(U_v)$ ?
8. Может ли электрон, обладающий достаточной энергией при выходе из катода, не попасть на анод?
9. Как измерить температуру электронного газа?
10. Какие величины, полученные в результате опытов, сравниваются, о чем говорит это сравнение?

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

4. Гапонов В.И. Электроника. Ч. 1 / В.И. Гапонов. – М., 1960.
5. Епифанов Г.И. Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – М.: Высш. шк., 1965.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3 / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1982.

## Лабораторная работа № 49

### ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

**Цель работы** – убедиться в существовании дискретных энергетических уровней атома. Определить потенциал возбуждения атомов газа.

## КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Одним из простых опытов, подтверждающих существование дискретных уровней энергии атомов, является эксперимент, известный под названием опыта Франка и Герца (1914 г.). Схема опыта приведена на рис. 1.

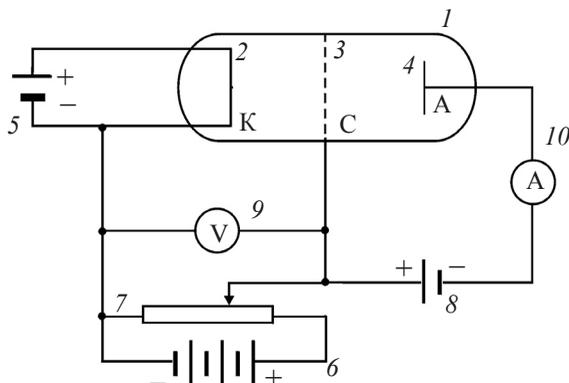


Рис. 1

В герметичную трубку  $1$  помещалось небольшое количество ртути. Воздух из трубки предварительно откачивался. За счет подогрева примерно до  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  в трубке поддерживалось давление насыщенных паров ртути, равное примерно  $1\text{ мм рт. ст.}$  Внутри трубки имелось три металлических электрода: катод  $2$ , сетка  $3$ , коллектор  $4$ . Катод нагревался до свечения с помощью источника ЭДС  $5$  и вследствие термоэлектронной эмиссии испускал электроны. Вылетающие из катода электроны ускорялись электрическим полем, созданным между катодом и сеткой с помощью источника ЭДС  $6$ . Разность потенциалов между катодом и сеткой  $U_{\text{кс}}$  можно было изменять с помощью потенциометра  $7$  и измерять вольтметром  $9$ . Между сеткой и коллектором (анодом) с помощью источника ЭДС  $8$  создавалось слабое электрическое поле, оказывающее тормозящее действие на электроны, пролетевшие через сетку. В процессе опыта с помощью амперметра  $10$  снималась зависимость силы тока коллектора  $I$  от разности потенциалов между катодом и сеткой  $U_{\text{кс}}$ .

Если бы в трубке был вакуум, то график зависимости  $I$  от  $U_{\text{кс}}$  имел бы вид гладкой кривой. Действительно, при увеличении  $U_{\text{кс}}$  увеличива-

ется работа ускоряющего электрического поля над электронами. Следовательно, электроны приобретают на промежутке катод–сетка все большую кинетическую энергию и, попадая после этого в область тормозящего поля, всё в большем количестве достигают коллектора. Сила тока коллектора, следовательно, растет с увеличением  $U_{к с}$ .

При наличии же в трубке паров ртути (или другого газа) характер зависимости резко меняется (рис. 2). Плавное возрастание силы тока с увеличением  $U_{к с}$  сменяется при определенных значениях  $U_{к с}$  резкими падениями, после которых опять наблюдается плавный рост.

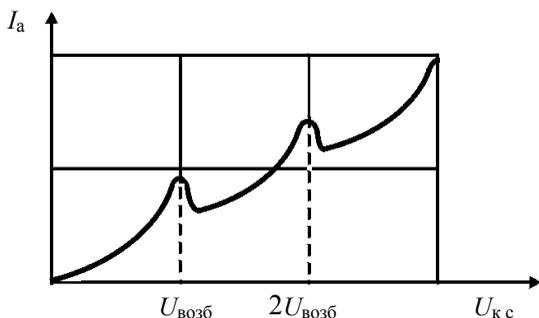


Рис. 2

Такой ход зависимости  $I$  от  $U_{к с}$  объясняется тем, что атомы ртути могут получать энергию при столкновении с электронами только определенными порциями (квантами). Причем наименьшая порция энергии, которую может поглотить атом, находящийся в самом низком (основном) энергетическом состоянии  $E_1$ , равна разности между энергией первого возбужденного состояния атома  $E_2$  и энергией основного состояния:

$$\Delta E = E_2 - E_1 .$$

Пока разность потенциалов  $U_{к с}$  мала, кинетическая энергия электрона при его ускорении в промежутке катод–сетка остается меньше, чем  $\Delta E$ . Атом не может принять энергию от электрона при столкновении и перейти в возбужденное состояние. Взаимодействие электрона с атомом носит характер упругого удара. Причем из-за огромной разницы в массах электрона и атома электрон после удара не теряет своей скорости. По мере увеличения  $U_{к с}$  кинетическая энергия электрона

растет и при определенном значении  $U_{к с} = U_{возб}$  становится равной  $\Delta E$  (строго говоря, чуть большей). При такой разности потенциалов характер взаимодействия атома с электроном резко меняется. Атом газа поглощает энергию электрона и переходит в возбужденное энергетическое состояние. А электрон, потеряв при ударе, который теперь имеет характер неупругого, почти всю свою кинетическую энергию, практически останавливается (строго говоря, приобретает скорость, равную скорости атома после удара). Это происходит около сетки, так как именно здесь кинетическая энергия электрона достигает наибольшего значения. Практически остановившийся электрон уже не имеет достаточной энергии, чтобы, попав в тормозящее поле, долететь до коллектора. Следовательно, сила тока  $I$  при разности потенциалов ( $U_{к с} = U_{возб}$ ) падает. Разность потенциалов  $U_{возб}$ , которая необходима для того, чтобы кинетическая энергия электрона достигла величины  $\Delta E$ , называется *потенциалом возбуждения*.

При дальнейшем увеличении  $U_{к с}$  сила тока коллектора опять возрастает: электроны, испытавшие неупругие соударения, успевают набрать энергию, достаточную для преодоления задерживающего поля. При этом область неупругого удара все дальше отодвигается от сетки, приближаясь к катоду.

Следующее падение силы тока коллектора происходит, когда часть электронов неупруго сталкивается с атомами газа два раза на пути к сетке: первый раз посередине промежутка катод–сетка, второй – около сетки, и т. д. Таким образом, на графике зависимости  $I$  от  $U_{к с}$  имеется несколько максимумов и минимумов, отстоящих друг от друга на равные расстояния  $U_{возб}$ .

В возбужденном состоянии атомы обычно находятся очень короткое время (примерно  $10^{-8}$  с). После этого атом возвращается в основное энергетическое состояние, испуская излишек энергии часто в виде электромагнитного излучения (кванта света, фотона). Причем

$$\hbar\omega = \Delta E = eU_{возб},$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона при циклической частоте световой волны  $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ ;  $\hbar = 1,054887 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка с чертой;  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме;  $\lambda$  – длина волны света, испу-

щенного атомом;  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд (заряд электрона).

Таблица 1

**Значения потенциалов возбуждения для различных газов**

Газ	H <sub>2</sub>	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg	Cs
$U_{\text{возб}}$ , В	11,2	20,9	16,6	11,6	10,0	8,5	4,9	1,4

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ**

В данной работе опыт Франка и Герца осуществляется с трубкой, заполненной инертным газом, в качестве которой используется газонаполненный триод (тиратрон ТГ1Б.) Физические явления, протекающие в этой радиолампе, принципиально не отличаются от описанных выше.

Схема установки представлена на рис. 3.

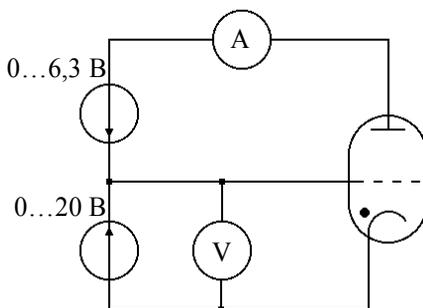


Рис. 3

Важно отметить, что напряжение, измеряемое вольтметром, не равно истинному напряжению между катодом и сеткой. Это объясняется тем, что катод и сетка обычно изготавливаются из разных металлов. Газ свободных электронов в этих металлах имеет неодинаковое численное значение химических потенциалов. Если такие металлы привести в соприкосновение, то начнется процесс установления термодинамического равновесия между ними, при котором электроны из металла с более высоким значением химического потенциала начнут переходить в металл с относительно низким его значением. Этот переход продолжается до тех пор, пока химические потенциалы не выравняются. Первый металл, лишаясь некоторого количества своих элект-

тронов, заряжается положительно, в то же время второй, приобретая избыточные электроны, заряжается отрицательно. Состоянию динамического равновесия соответствует определенная установившаяся разность потенциалов между контактирующими металлами, которая называется *внешней контактной разностью потенциалов*  $U_{\text{конт}}$ . Сказанное означает, что истинное напряжение между катодом и сеткой  $U$  равно алгебраической сумме напряжения источника  $U_V$ , которую измеряет вольтметр, и контактной разности потенциалов  $U_{\text{конт}}$ :

$$U = U_V + U_{\text{конт}}. \quad (1)$$

Для температур, при которых работает тиратрон, можно считать  $U_{\text{конт}} = 1,5 \dots 1,7$  В.

### ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите схему, приведенную на рис. 3. Накал тиратрона уже подключен к источнику питания лампы. Время прогрева установки примерно 3 мин.
2. Установите напряжение на сетке в диапазоне 1...3 В. Установите задерживающее напряжение между сеткой и анодом от 0 до 0,5 В.
3. Снимите зависимость тока анода от напряжения между катодом и сеткой. Постройте график этой зависимости.
4. Определите с помощью построенного графика по первому максимуму с учетом контактной разности потенциалов (формула (1)) потенциал возбуждения  $U_{\text{возб}}$ .
5. Зная потенциал возбуждения и используя табл. 1, определите, каким газом заполнен тиратрон.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что доказал опыт Франка и Герца?
2. Почему столкновения атомов газа с электронами при малых значениях ускоряющего напряжения, приложенного между катодом и сеткой, носят упругий характер?
3. Почему столкновения атомов газа с электронами, начиная с определенного значения ускоряющего напряжения, начинают носить неупругий характер?

4. Почему зависимость силы тока коллектора (анода) от напряжения, приложенного между катодом и сеткой, имеет участки плавного роста и резкого спада?

5. Как, зная потенциал возбуждения атома, определить энергию, которая необходима для перевода атома из основного в первое возбужденное энергетическое состояние?

6. Как определить длину электромагнитной волны, которую излучает атом газа при переходе из первого возбужденного в основное энергетическое состояние?

7. Докажите, что именно при неупругом ударе электрон может передать атому газа наибольшую часть своей кинетической энергии. Какая часть кинетической энергии при этом останется у электрона? (Для простоты рассмотрите столкновение ускоренного полем электрона с неподвижным атомом.)

8. Почему не учитываются столкновения нейтральных атомов газа с имеющимися в тиратроне ионами, которые ускоряются тем же полем до тех же кинетических энергий, что и электроны?

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Т. 3 / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1982.
2. *Епифанов Г.И.* Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – М.: Высш. шк., 1965.

## Приложение к лабораторным работам 46<sup>а</sup> и 47

В квантовой теории показано [3], что электронный газ, находящийся в равновесном состоянии, подчиняется статистике Ферми–Дирака

$$f_F = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}, \quad (\text{П1})$$

где  $f_F$  – среднее число электронов, находящихся в квантовом состоянии с энергией  $E$  при температуре  $T$  и значении уровня энергии Ферми  $E_F$ .

Используя законы квантовой механики, можно показать, что плотность квантовых состояний  $g(E)$  при энергии  $E$ , массе частицы  $m$  и объеме тела  $V$  определяется выражением

$$g(E) = \frac{d\nu(E)}{dE} = 2 \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E}, \quad (\text{П2})$$

где  $d\nu(E)$  – количество квантовых состояний в узком диапазоне энергий от  $E$  до  $E + dE$ . В формуле учтено, что в каждом энергетическом состоянии могут находиться два электрона, обладающих спинами разных знаков.

Число электронов, находящихся в этих состояниях, определяется, следовательно, выражением

$$dN(E) = f_F g(E) dE, \quad (\text{П3})$$

где  $f_F$  и  $g(E)$  даются формулами (П1) и (П2) соответственно.

В теории электронной эмиссии кроме распределения по энергиям (П3) для вычисления эмиссионного тока важно знать распределение электронов по скоростям  $v$ . Сделав в (П3) замены:

$$E = \frac{mv^2}{2}, \quad dE = mv dv, \quad E_F = \frac{mv_F^2}{2},$$

получим

$$dN(v) = \frac{8\pi V m^3}{h^3} \frac{v^2 dv}{\exp\left[\frac{m}{2kT}(v^2 - v_F^2)\right] + 1}.$$

Отсюда, учитывая, что в пространстве скоростей величина  $4\pi v^2 dv$  равна объему шарового слоя, которому соответствует число электронов  $dN(v)$ , получим число электронов в элементе объема этого пространства  $dv_x dv_y dv_z$ :

$$\begin{aligned} dN(dv_x dv_y dv_z) &= \frac{8\pi V m^3}{h^3} \frac{v^2 dv}{\exp\left[\frac{m}{2kT}(v^2 - v_F^2)\right] + 1} \frac{dv_x dv_y dv_z}{4\pi v^2 dv} = \\ &= \frac{2V m^3}{h^3} \frac{dv_x dv_y dv_z}{\exp\left[\frac{m}{2kT}(v^2 - v_F^2)\right] + 1}. \end{aligned}$$

Для того чтобы получить распределение электронов по одной компоненте скорости  $v_x$ , проинтегрируем полученное выражение по  $v_y$  и  $v_z$  в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ :

$$dN(v_x) = \frac{2V m^3}{h^3} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dv_y dv_z}{\exp\left[\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 - v_F^2)\right] + 1}.$$

Результат интегрирования имеет вид

$$dN(v_x) = \frac{4\pi m^2 V kT}{h^3} \ln \left\{ 1 + \exp\left[\frac{m}{2kT}(v_F^2 - v_x^2)\right] \right\} dv_x.$$

Отсюда получим число электронов, попадающих за единицу времени на единичную площадь, скорость которых лежит в диапазоне от  $v_x$  до  $v_x + dv_x$  [1]:

$$dv(v_x) = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} v_x \ln \left\{ 1 + \exp\left[\frac{m}{2kT}(v_F^2 - v_x^2)\right] \right\} dv_x. \quad (\text{П4})$$

**Работа выхода.** Выходу свободных электронов за пределы вещества препятствует электрическое поле, действующее в узкой области вблизи поверхности и создающее потенциальный барьер.

Для металлов возникновение поверхностного потенциального барьера объясняется, во-первых, действием индуцированного положительного заряда поверхности, которую покинул отрицательный электрон (так называемые силы зеркального изображения), во-вторых, действием двойного электрического слоя, существующего на границе металл–вакуум благодаря электронному облаку у поверхности металла.

В диэлектриках возникновение потенциального барьера объясняется поляризацией молекул диэлектрика электрическим полем электрона, вылетающего в вакуум.

У полупроводников кроме отмеченных выше механизмов важную роль играют так называемые поверхностные состояния. Возможны ситуации, когда поверхность полупроводника будет отдавать электроны в объем вещества и, следовательно, заряжаться положительно либо, наоборот, захватывать электроны из объема и заряжаться отрицательно. При этом возникает электрический поверхностный потенциал, величина и знак которого могут в разных ситуациях как затруднить, так и существенно облегчить выход электрона из полупроводника в вакуум.

Минимальная энергия, которой должен обладать электрон, чтобы преодолеть потенциальный барьер у поверхности вещества, оказаться в вакууме, имея нулевую кинетическую энергию, называется *работой выхода электрона* из данного вещества.

**Плотность термоэлектронного тока.** Если число электронов, выходящих из катода через единичный по площади участок поверхности за единицу времени, равно  $N_\varepsilon$ , то плотность тока будет равна

$$j_\varepsilon = eN_\varepsilon,$$

где  $e$  – элементарный заряд.

Если  $W_a$  – высота потенциального барьера у поверхности катода электронной лампы, то те электроны, для которых выполняется условие

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq W_a, \quad (\text{П5})$$

преодолеют потенциальный барьер и окажутся эмитированными. (Считаем, что ось  $X$  направлена перпендикулярно к плоской поверхно-

сти катода в сторону анода.) Значит, к аноду будут двигаться только электроны, скорость которых больше

$$v_x = \sqrt{\frac{2W_a}{m}}.$$

Для вычисления  $N_\varepsilon$  воспользуемся формулой (ПЗ), которую необходимо проинтегрировать с учетом условия (П5)

$$N_\varepsilon = \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x \ln \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{m}{2kT} (v^2 - v_x^2) \right] \right\} dv_x.$$

Поскольку величина

$$Z = \exp \left[ \frac{m}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \ll 1,$$

можно воспользоваться разложением логарифма в ряд

$$\ln(1 + Z) = Z + \frac{Z^2}{2} + \frac{Z^3}{3} + \dots,$$

ограничившись первым членом:

$$\begin{aligned} N_\varepsilon &= \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x \exp \left[ \frac{E_F}{kT} - \frac{mv_x^2}{2kT} \right] dv_x = \frac{4\pi mk^2}{h^3} T^2 \exp \left[ -\frac{W_a - E_F}{kT} \right] = \\ &= \frac{4\pi mk^2}{h^3} T^2 \exp \left[ -\frac{W_{\text{эф}}}{kT} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П6})$$

Величина  $W_{\text{эф}} = W_a - E_F$  называется *эффективной работой выхода*.

Используя для величины  $N_\varepsilon$  выражение (П6), получим следующее выражение для плотности термоэлектронного тока:

$$j_\varepsilon = e \frac{4\pi mk^2}{h^3} T^2 \exp \left[ -\frac{W_{\text{эф}}}{kT} \right] = AT^2 \exp \left[ -\frac{W_{\text{эф}}}{kT} \right], \quad (\text{П7})$$

где  $A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = 120 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^2}$ .

Выражение (П7) называется формулой Ричардсона–Дешмана.

Согласно законам квантовой механики электрон, пролетающий область потенциального барьера, имеет отличную от нуля вероятность отразиться от барьера, даже если для него выполняется условие (П5). Как показывает расчет, для реально существующего потенциального барьера, имеющего форму монотонно возрастающей функции от координаты  $X$ , коэффициент прозрачности барьера  $D$  близок к единице:  $D > 0,95$  для металла. Следовательно, строго говоря, плотность термоэлектронного тока с учетом квантового эффекта отражения следует записывать в виде формулы

$$j_{\epsilon} = DAT^2 \exp \left[ -\frac{W_{\text{эф}}}{kT} \right],$$

где  $D$  – коэффициент прозрачности барьера.

**Распределение эмитированных электронов.** Электроны в катод, способные к эмиссии, принадлежат к числу наиболее быстрых. Для быстрых электронов распределение в квантовой статистике при температуре  $T \gg 0$  совпадает с классическим распределением Максвелла. Важно выяснить, сохраняется ли это распределение после того, как электроны преодолели потенциальный барьер.

Обозначим скорость электронов в направлении оси  $X$  после преодоления барьера  $u_x$ . Тогда

$$\frac{mv_x^2}{2} - W_a = \frac{mu_x^2}{2}, \quad (\text{П8})$$

где  $W_a$  – высота потенциального барьера.

Из (П8) следует

$$v_x dv_x = u_x du_x. \quad (\text{П9})$$

Тогда, переходя в формуле (П4) к переменной  $u_x$  и применяя разложение логарифма в ряд, как это делалось при выводе формулы (П6), используя (П8) и (П9), а также учитывая отражение от барьера, получим формулу для числа электронов, прошедших потенциальный барьер и имеющих после этого скорость в диапазоне от  $u_x$  до  $u_x + du_x$ :

$$\begin{aligned}
 dv_{u_x} &= D \frac{4\pi m^2 kT}{h^3} u_x \exp\left(\frac{E_F - W_a}{kT} - \frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x = \\
 &= Lu_x \exp\left(-\frac{mu_x^2}{2kT}\right) du_x,
 \end{aligned}
 \tag{П10}$$

где  $L = D \frac{4\pi m^2}{h^3} kT \exp\left(-\frac{W_{\text{эф}}}{kT}\right)$ .

Если коэффициент прозрачности потенциального барьера  $D$  не зависит от скорости электронов, то формула (П10) показывает, что распределение электронов остается максвелловским и после прохождения ими барьера. Для большинства катодов, особенно металлических ( $D \approx 1$ ), это выполняется.

Учитывая формулу (П6) для коэффициента  $L$ , можно записать

$$L = D \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \frac{m}{kT} \exp\left[-\frac{W_{\text{эф}}}{kT}\right] = DN_{\varepsilon} \frac{m}{kT}.
 \tag{П11}$$

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гапонов В.И. Электроника. Ч. 1 / В.И. Гапонов. – М., 1960.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – М.: Высш. шк., 1965.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3 / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1982.

## СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа № 36. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ .....	3
Лабораторная работа № 38. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ .....	10
Лабораторная работа № 46 <sup>а</sup> . ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ .....	22
Лабораторная работа № 47. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ.....	30
Лабораторная работа № 49. ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА .....	35
Приложение к лабораторным работам 46 <sup>а</sup> и 47 .....	42