

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ и НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство по образованию**

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЭЛЕКТРОНИКИ И МАТЕМАТИКИ**  
**(Технический университет)**

**Кафедра физических основ электронной техники**

**Методические указания к лабораторной работе по  
дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника»**

**Исследование термоэлектронной эмиссии из  
металла**

**Москва – 2006**

*Составитель канд. техн. наук, доцент А.А.Чернов*

*Кратко изложены физические основы и математическая модель процесса термоэлектронной эмиссии из металла. Представлены описание экспериментальной установки для исследования процесса термоэлектронной эмиссии из металла и методика выполнения лабораторной работы.*

*Предназначены для студентов III-го курса специальности 210104 “Микроэлектроника и твердотельная электроника”.*

*Исследование термоэлектронной эмиссии из металла:  
Методические указания к лабораторной работе / Московский  
государственный институт электроники и математики; Составитель  
А.А.Чернов. М., 2006. 20 с.*

*Табл. 3, Ил. 9. Библиогр.: 3 назв.*

*ISBN 5-94506-133-6*

## Лабораторная работа

### Исследование термоэлектронной эмиссии из металла

Цель работы: Экспериментальное исследование зависимости тока эмиссии металлического катода от температуры и напряженности электрического поля, экспериментальное определение констант уравнения Ричардсона-Дэшмана.

#### 1. Физические основы термоэлектронной эмиссии из металла

При сближении атомов и образовании из них твердых тел потенциальные барьеры для электронов, отделяющие соседние атомы, понижаются и сужаются (Рис.1.1). При этом потенциальный барьер у поверхности твердого тела (у внешней его границы) остается высоким. Поэтому электроны в твердых телах находятся как бы в потенциальной яме, выход из которой требует совершения работы по преодолению силы, действующей на них у поверхности тела.

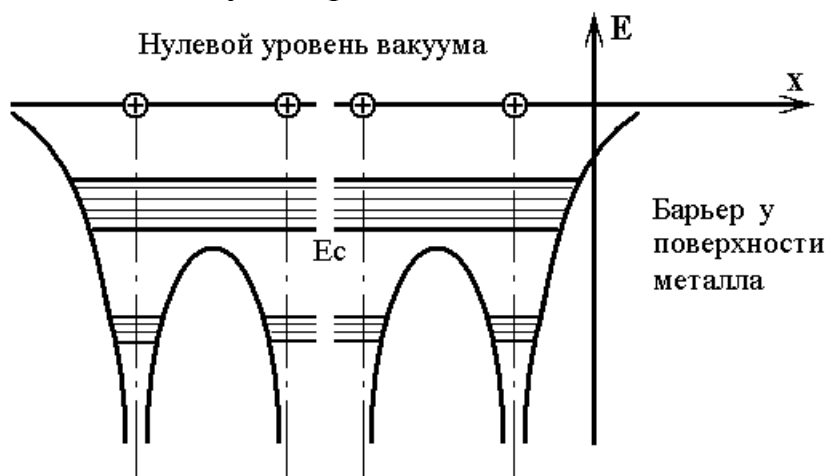


Рис.1.1 Потенциальные барьеры для электронов в твердом теле и на границе с вакуумом

Высота этого потенциального барьера у поверхности кристалла твердого тела, отсчитанная от дна зоны проводимости  $E_c$ , называется внешней работой выхода  $\chi_{вн}$ , а высота потенциального барьера, отсчитанная от уровня Ферми  $\mu$ , называется термодинамической работой выхода  $\chi_o$  или эффективной работой выхода электронов из твердого тела. Эти величины показаны на рис.1.2, где изображена энергетическая диаграмма металла на границе металл-вакуум. На рис.1.2 также представлен график функции  $\partial n(E)/\partial E$  распределения

электронов по энергиям при  $T=0$  К (непрерывная линия) и при высокой температуре (штриховая линия). При повышении температуры «хвост» кривой распределения заходит выше нулевого уровня потенциальной ямы, то есть выше нулевого уровня вакуума, что свидетельствует о появлении некоторого числа электронов, обладающих кинетической энергией, превышающей высоту потенциального барьера. Такие электроны способны выходить из металла («испаряться»). Поэтому нагретый металл испускает электроны. Это явление получило название термоэлектронной эмиссии. В заметной степени оно наблюдается лишь при высокой температуре, когда число термически возбужденных электронов, способных выйти из металла, оказывается достаточно большим.

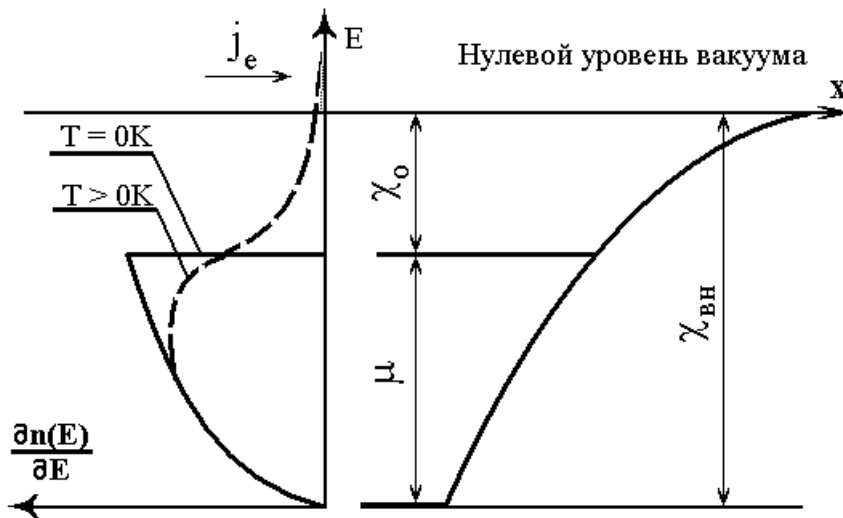


Рис. 1.2. Функция распределения электронов по энергиям и энергетическая диаграмма металла

Поместив вблизи нагретого металла проводник и создав между ним и металлом электрическое поле, захватывающее электроны, можно получить термоэлектронный ток. Подсчитаем плотность этого тока, предполагая, что все эмитированные электроны по внешней цепи возвращаются к поверхности металла, так что электрод, испускающий электроны, остается в целом электрически нейтральным.

Число электронов в единице объема металла, составляющие импульса которых лежат в интервале от  $p_x$  до  $p_x + dp_x$ , от  $p_y$  до  $p_y + dp_y$ , от

$p_z$  до  $p_z + dp_z$ , равно:

$$n(p_x, p_y, p_z) \cdot dp_x dp_y dp_z = \frac{2dp_x dp_y dp_z}{h^3} \cdot \frac{1}{\exp[(E - \mu) / kT] + 1}, \quad (1.1)$$

где  $\frac{2 \cdot dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z}{h^3}$  - число квантовых состояний в элементе фазового объема импульсов  $dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z$  (с учетом спина и объема элементарной ячейки -  $h^3$ );

$$\frac{1}{\exp[(E - \mu) / kT] + 1} = f_{F-D}(E) \quad - \quad \text{функция Ферми-Дирака,}$$

определяющая вероятность заполнения этих квантовых состояний электронами.

Выделим на поверхности металла единичную площадку и построим на ней, как на основании, прямоугольный параллелепипед с боковым ребром, численно равным значению составляющей скорости электронов  $v_z$  (рис.1.3). Число электронов в параллелепипеде, составляющие импульса которых заключены в указанных выше пределах, равно:

$$dN = v_z \cdot n(p_x, p_y, p_z) \cdot dp_x dp_y dp_z.$$

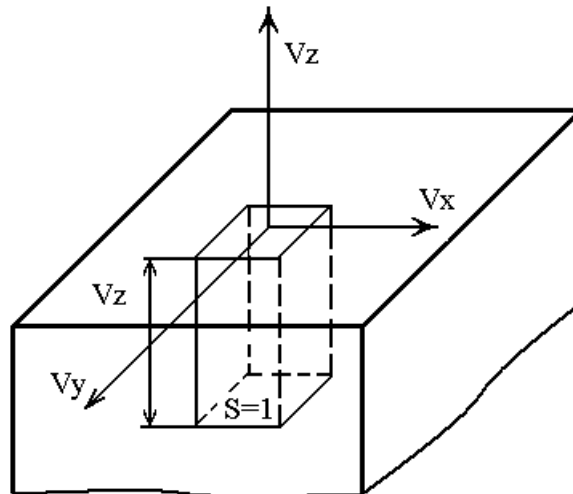


Рис.1.3. Элементарный объем металла в виде прямоугольного параллелепипеда с единичной площадью  $S=1$  и ребром  $v_z$

Это количество электронов  $dN$  и определяет количество электронов, составляющие импульса которых лежат в интервале от  $p_x$  до  $p_x + dp_x$ , от  $p_y$  до  $p_y + dp_y$ , от  $p_z$  до  $p_z + dp_z$ , приходящих к единице площади поверхности металла в единицу времени:

$$dv(p_x, p_y, p_z) = v_z \cdot dn(p_x, p_y, p_z). \quad (1.2)$$

Таким образом, с учетом выражения (1.1), получим:

$$dv(p_x, p_y, p_z) = \frac{2 \cdot v_z \cdot dp_x dp_y dp_z}{h^3} \cdot \frac{1}{\exp[(E - \mu)/kT] + 1}. \quad (1.3)$$

Из этих электронов покинуть металл могут лишь те, у которых составляющая кинетической энергии в направлении оси Z, равная  $m \cdot v_z^2 / 2$ , будет не меньше высоты барьера  $\chi_{вн}$ . Таким образом, с учетом того, что  $v_z = p_z / m$ , преодолеть энергетический барьер у поверхности металла могут лишь те электроны, у которых импульс в направлении оси Z не меньше, чем  $p_{zo} = \sqrt{2m \cdot \chi_{вн}}$ .

Интегрируя выражение (1.3) по  $p_x$  и  $p_y$  в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$  (пределы, в которых могут теоретически меняться  $p_x$  и  $p_y$ ) и по  $p_z$  в пределах от  $p_{zo}$  до  $+\infty$ , получим число электронов, ежесекундно покидающих единичную поверхность нагретого металла:

$$v_e = \frac{2}{h^3 \cdot m} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{p_{zo}}^{+\infty} \frac{p_z \cdot dp_x dp_y dp_z}{\exp[(E - \mu)/kT] + 1}. \quad (1.4)$$

Вычисление этого интеграла для случая, реализуемого обычно на практике, когда  $\chi_o \gg kT$ , приводит к следующему результату:

$$v_e = \frac{4\pi m k^2}{h^3} \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{вн} - \mu}{kT}\right). \quad (1.5)$$

Умножив  $v_e$  на заряд электрона  $q$ , получим плотность тока:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{вн} - \mu}{kT}\right) = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o}{kT}\right), \quad (1.6)$$

где 
$$A = \frac{4\pi m k^2 q}{h^3} = 1,21 \cdot 10^6 \left[ \frac{A}{m^2 \cdot K^2} \right]. \quad (1.7)$$

Соотношение (1.6) называют формулой Ричардсона-Дэшмана, а коэффициент  $A$  - постоянной Ричардсона. Логарифмируя уравнение (1.6), можно получить:

$$\ln\left(\frac{j_e}{T^2}\right) = \ln(A) - \frac{\chi_o}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (1.8)$$

График этой функции изображен на рис. 1.4. В указанных на рис.1.4 координатах уравнение (1.8) представляет собой прямую, по наклону которой можно определить термодинамическую работу выхода  $\chi_o$ . Экстраполируя эту прямую до пересечения с осью ординат, можно найти числовое значение постоянной Ричардсона - А.

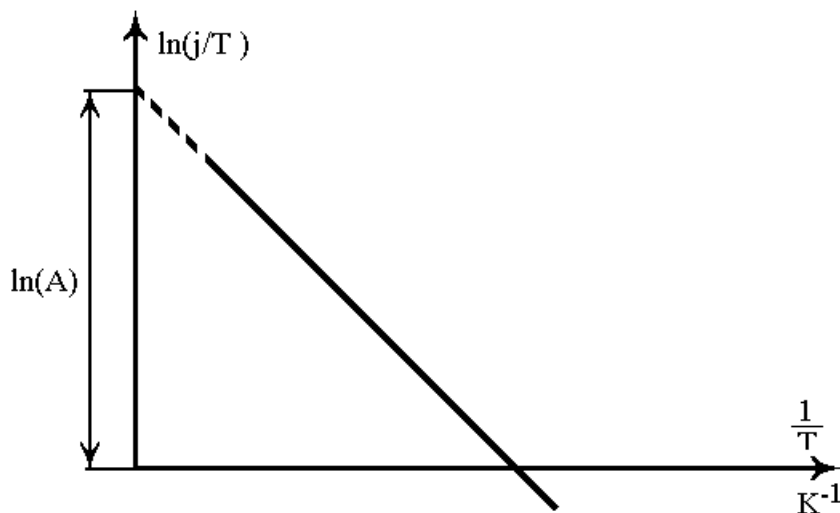


Рис.1.4. График зависимости  $\ln(j_e/T^2) = f(1/T)$

Из уравнения (1.6) следует, что плотность тока термоэлектронной эмиссии определяется температурой эмитирующей электроны поверхности металла и работой выхода  $\chi_o$ . Так как обе эти величины стоят в показателе экспоненциальной функции, то зависимость тока от них очень сильная. Так, повышение температуры вольфрамового катода от 1000К до 2500К вызывает увеличение тока эмиссии примерно на 16 порядков, а покрытие вольфрамового катода одноатомным слоем цезия, уменьшающим работу выхода с 4,52 до 1.36 эВ, вызывает увеличение тока эмиссии примерно на 14 порядков. Поэтому в настоящее время катоды из чистых металлов практически не применяются (кроме катодов специального назначения).

Из уравнения (1.6) видно, что постоянная Ричардсона не должна зависеть от природы металла. В действительности же у разных металлов она различна, что отчасти связано с различной степенью прозрачности их потенциальных барьеров для электронных волн, преломляющихся при

вылете электронов из металла в вакуум, но в основном определяется особенностями функции плотности состояний конкретных металлов вблизи нулевого уровня.

Если плотность электронного тока велика, то взаимное отталкивание электронов приводит к тому, что часть из них возвращается назад на катод. Поэтому для регистрации реальной величины термоэлектронного тока необходимо быстро удалять электроны от катода с помощью внешнего электрического поля достаточно высокой напряженности. Однако внешнее ускоряющее поле, действующее вблизи эмитирующей поверхности катода, понижает потенциальный барьер, созданный внутренними силами, удерживающими электрон в кристалле. Для расчета значения этого понижения барьера необходимо знать характер зависимости потенциальной энергии у поверхности твердого тела от координаты. В случае металлов природа силы, удерживающей электрон, такова: электрон, отошедший от поверхности металла на расстояние  $x$  (рис.1.5), индуцирует в металле заряд  $+q$ . Можно показать, что этот наведенный заряд действует на вышедший электрон так, как если бы он был сосредоточен под поверхностью металла на глубине  $x$  в точке, симметричной той, в которой находится электрон в вакууме. Индуцированный заряд  $+q$  называют поэтому электрическим изображением заряда  $-q$ . Он притягивает электрон с силой:

$$F_{ЗИ} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}, \quad (1.9)$$

называемой силой зеркального изображения.

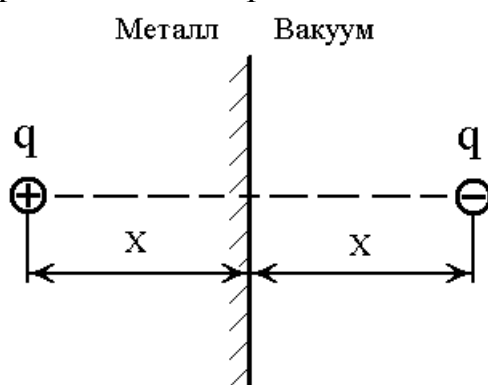


Рис.1.5. Индуцированный заряд  $+q$  зеркального изображения заряда  $-q$  электрона, вышедшего из металла на расстояние  $x$

Эта сила изменяет потенциальную энергию электрона, отсчитанную от нулевого уровня, по закону:

$$U_{ЗИ} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}. \quad (1.10)$$

Внешнее поле действует на электрон с силой:



$$F_{BH} = q \cdot \mathcal{E}, \quad (1.11)$$

где  $\mathcal{E}$  – величина напряженности внешнего электрического поля.

Это поле изменяет потенциальную энергию электрона на величину

$$U_{BH} = -q \cdot \mathcal{E} \cdot x. \quad (1.12)$$

В результате потенциальная энергия электрона изменяется (рис.1.6) и становится равной:

$$U = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - q \cdot \mathcal{E} \cdot x. \quad (1.13)$$

Такой потенциальный барьер имеет максимум в точке  $x_o$ , при этом

$$x_o = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 \mathcal{E}}}. \quad (1.14)$$

В этой точке потенциальная энергия, отсчитанная от нулевого уровня, равна

$$U(x_o) = \Delta\chi = -\sqrt{\frac{q^3 \cdot \mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (1.15)$$

где  $\Delta\chi$  - изменение высоты потенциального барьера под действием внешнего электрического поля.

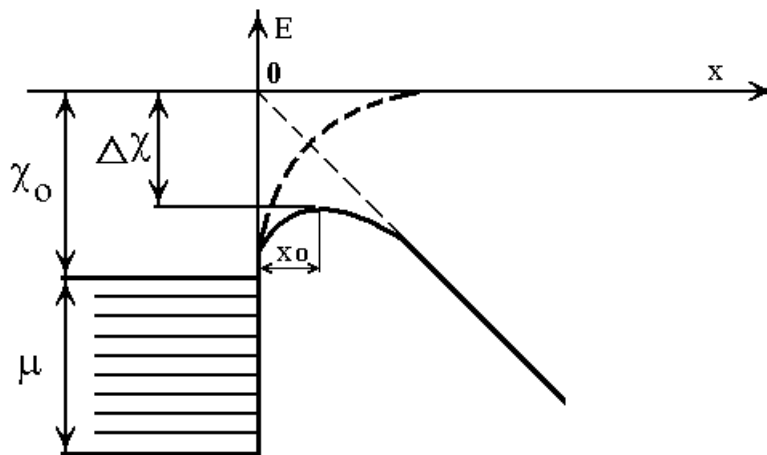


Рис.1.6. Потенциальный барьер на границе металл-вакуум при наличии внешнего ускоряющего электрического поля

Понижение высоты барьера приводит к тому, что с ростом положительного потенциала на коллекторе ток эмиссии не сохраняется постоянным, а несколько увеличивается в соответствии с уравнением:

$$j = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o + \Delta\chi}{kT}\right) = j_o \cdot \exp\left(\frac{1}{kT} \cdot \sqrt{\frac{q^3 \cdot \mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}}\right), \quad (1.16)$$

где  $j_o = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o}{kT}\right)$ .

Прологарифмировав выражение (1.16), получим:

$$\ln(j) = \ln(j_o) + B \cdot \sqrt{\mathcal{E}}, \quad (1.17)$$

где

$$B = \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_o}}. \quad (1.18)$$

В целом вольтамперная характеристика (ВАХ) термоэмиссионного катода имеет вид, представленный на рис.1.7а.

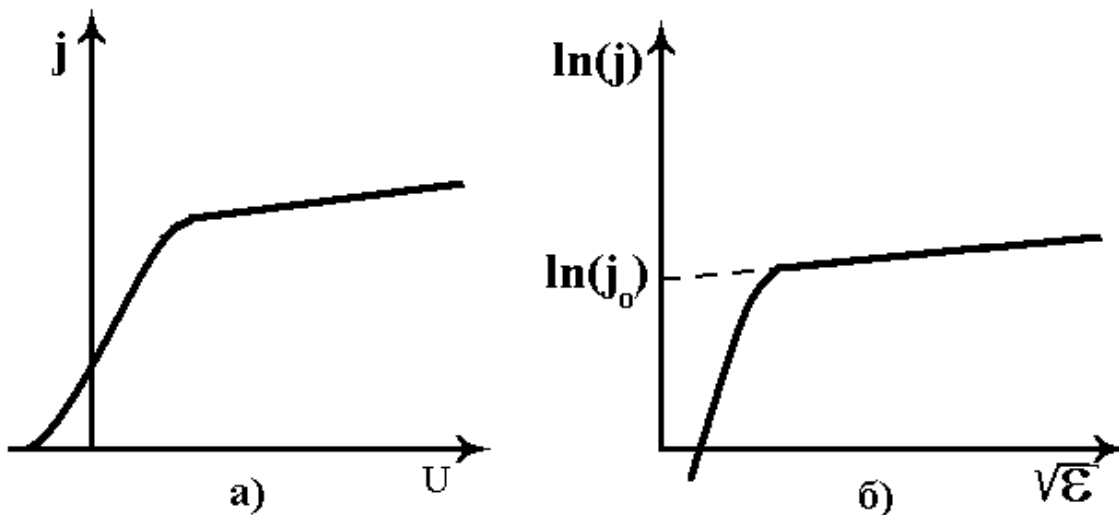


Рис.1.7. Вольтамперные характеристики термокатаода в линейных координатах  $j=f(U)$ -рис. а) и  $\ln(j)=f(\sqrt{\mathcal{E}})$ -рис. б)

При малых ускоряющих напряжениях ток катода резко возрастает из-за рассасывания пространственного заряда у катода, а затем он нарастает гораздо медленнее из-за эффекта Шоттки. Эта же ВАХ, построенная в координатах  $\ln(j) = f(\sqrt{\mathcal{E}})$ , имеет вид, представленный на рис.1.7б. В этих координатах, согласно уравнению (1.17), ВАХ в области действия эффекта Шоттки имеет вид прямой, пересекающей вертикальную ось в точке  $\ln(j_o)$  и имеющей коэффициент наклона прямой равный В.

## 2. Методика проведения экспериментальных измерений

В данной лабораторной работе исследуется процесс термоэлектронной эмиссии из вольфрамового катода, изготовленного в

виде нити, закрепленной на держателях в объеме откачанной до высокого вакуума электронной лампы. Длина нити катода  $l_k = 40$  мм, диаметр  $d_k = 0.25$  мм. Нить катода окружена никелевым анодом, выполненным в виде цилиндра диаметром  $d_a = 8$  мм и высотой  $h_a = 17$  мм. По краям анода расположены охранные кольца, обеспечивающие отбор электронов и регистрацию силы тока измерительным прибором только с центральной части нити, охваченной анодом.

Цилиндрическая конфигурация электродов позволяет легко рассчитать площадь поверхности катода  $S_k$ , эмитирующей электроны с равномерно нагретой части нити катода. Правда, напряженность электрического поля  $\mathcal{E}$  в пространстве между катодом и анодом не постоянна и на первый взгляд может показаться, что в этом случае формула (1.15) для эффекта Шоттки, полученная для однородного внешнего поля у катода, несправедлива. Однако на самом деле практически всегда потенциальный барьер достигает максимума на столь малом расстоянии  $x_o$  от катода, что в пределах от 0 до  $x_o$  поле можно считать однородным. Напряженность электрического поля у поверхности цилиндрического катода находится из соотношения:

$$\mathcal{E}_k = \frac{\Delta U}{r_k \cdot \ln \frac{r_a}{r_k}}, \quad (1.19)$$

где  $\Delta U$  - разность потенциалов между анодом и катодом;  
 $r_k$  - радиус катода;  
 $r_a$  - внутренний радиус анода.

Нить катода разогревается переменным током от обмотки накала силового трансформатора. Температуру нити катода можно определить с помощью оптического пирометра или рассчитать. Расчет проводится исходя из того, что тепло, выделяющееся в нити накала при прохождении тока, рассеивается в окружающее пространство в основном за счет излучения света, а отводом тепла от нити накала за счет теплопроводности через выводы к катоду пренебрегаем.

При этом в соответствии с законом Стефана-Больцмана энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры:

$$R_{\vartheta}^* = \sigma \cdot T^4, \quad (1.20)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup> - постоянная Стефана-Больцмана.

Для не абсолютно черного тела энергетическая светимость  $R_{\vartheta}$  может быть представлена выражением:

$$R_{\vartheta} = \alpha \cdot R_{\vartheta}^*, \quad (1.21)$$

где  $\alpha$  - интегральная степень черноты тела, которая зависит от материала тела, состояния его поверхности и температуры.

Таким образом, с учетом выражений (1.20) и (1.21) для нашего случая с нагретой части вольфрамового катода излучается мощность

$$W_{изл} = S_k \cdot \alpha_w \cdot \sigma \cdot T_k^4, \quad (1.22)$$

где  $S_k = \pi \cdot d_k \cdot l_k$  - площадь поверхности нити накала катода;

$\alpha_w$  - интегральная степень черноты вольфрама, равная отношению полных энергий излучения вольфрамового катода и абсолютно черного тела при одинаковой температуре;

$T_k$  - абсолютная температура катода.

Приравняв величины излучаемой катодом мощности  $W_{изл}$  и мощности его накала  $W_{нак}$ , потребляемой от источника накала катода, получим:

$$W_{нак} = \pi \cdot d_k \cdot l_k \cdot \alpha_w \cdot \sigma \cdot T_k^4. \quad (1.23)$$

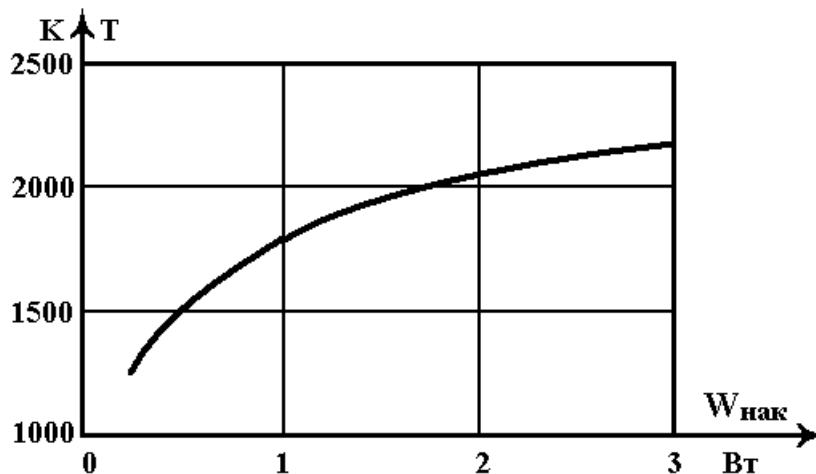


Рис.1.8. График зависимости температуры вольфрамового катода от мощности накала  $W_{нак}$

Расчет несколько осложняется тем, что коэффициент  $\alpha_w$  зависит от температуры катода. График зависимости температуры катода от мощности источника накала катода  $T(W_{нак})$ , полученный в результате такого расчета, представлен на рис.1.8.

Следует отметить, что чем больше длина нити накала катода, тем более точными получаются результаты расчета, так как при малой длине

нити накала начинает существенно сказываться охлаждение ее концов за счет отвода тепла через держатели нити катода.

### **3. Схема установки для экспериментальных исследований**

Схема измерительной установки приведена на рис.1.9. Питание цепи накала катода производится от трансформатора и регулируется автотрансформатором (ЛАТРом). Падение напряжения на нити накала  $V_H$  измеряется путем подключения вольтметра  $V_2$  (типа В7-27 вход  $\sim V$ ) к клеммам 1 и 3. Ток накала катода измеряется путем подключения того же входа вольтметра  $V_2$  к резистору  $R_1 = 1 \text{ Ом}$  (к клеммам 1 и 2), включенному последовательно с нитью накала.

Анодное напряжение  $V_A$  подается от источника анодного напряжения ИАН (источник питания АН-2031), подключенного к клеммам 8 и 9, и измеряется вольтметром  $V_1$  (типа В7-27), подключенным к клеммам 4 и 5. Ток анода  $I_A$  определяется с помощью включенного в цепь анода амперметра  $A_1$  (ЦУИП В7-40), подключенного к клеммам 6 и 7.

### **4. Порядок выполнения лабораторной работы**

Подключить измерительные приборы в соответствии со схемой, представленной на рис.1.9.

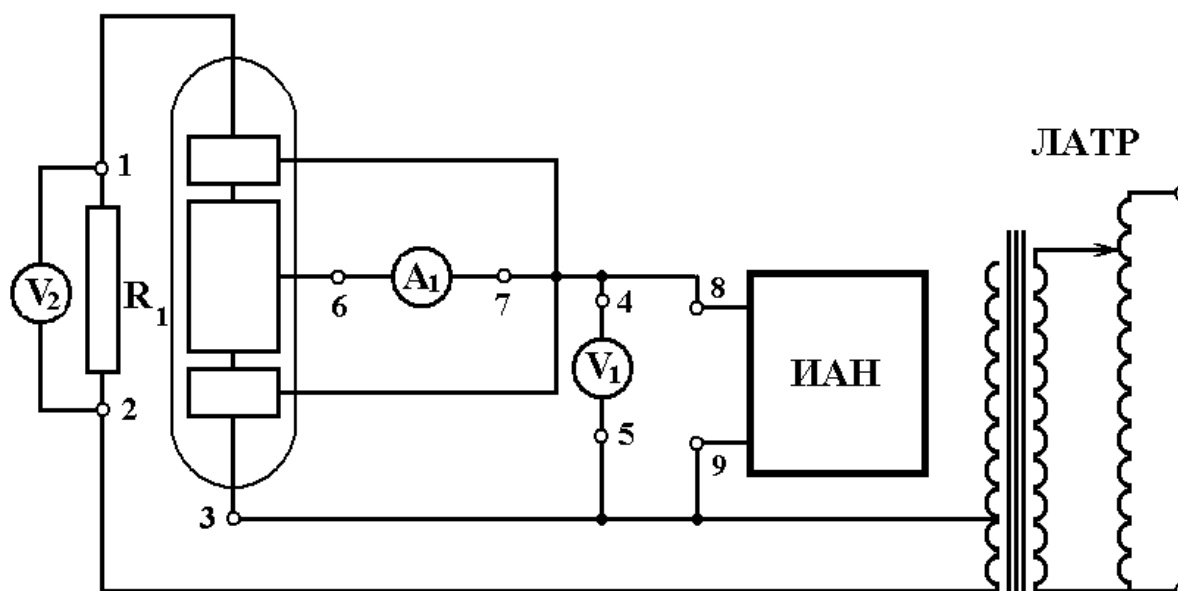


Рис. 1.9. Схема измерительной установки для исследования процесса термоэлектронной эмиссии вольфрамового катода

1. Поставить регулятор автотрансформатора на нуль. Включить питание стенда. Постепенно поворачивая регулятор напряжения

- ЛАТРа, установить ток накала экспериментальной лампы  $I_H = 1,6A$ .
- Измерить напряжение на нити накала катода  $V_H$ .
  - Изменяя величину анодного напряжения  $V_A$  от ИАН, измерить ток анода  $I_A$  при напряжениях на аноде - 0В, 5В, 10В и далее с интервалом в 10В до 100В, и с интервалом в 20В до максимального напряжения на аноде.
  - Увеличить ток накала  $I_H$  на 0,1А и повторить измерения по п.п. 2 и 3 для значений токов накала катода - 1,7А, 1,8А, .... 2,1А. Полученные экспериментальные данные занести в табл.1 (см. Приложение).
  - По полученным экспериментальным данным построить вольтамперные характеристики лампы  $I_A = f(V_A)$  в линейном масштабе. Провести необходимые расчеты значений  $\mathcal{E}$  и  $j$ , занести полученные данные в табл.2 (см. Приложение) и построить вольтамперные характеристики лампы в координатах  $\ln j = f(\sqrt{\mathcal{E}})$ . Проведя графическую экстраполяцию прямых Шоттки до пересечения с осью ординат, найти  $\ln j_0$  для каждого значения тока накала катода  $I_H$  и занести полученные данные в табл. 2.
  - Воспользовавшись данными, представленными на рис.1.8, определить температуру катода  $T_k$  для каждого значения тока накала катода  $I_H$  и построить график зависимости  $\ln(j_0/T_k^2)$  от  $1/T_k$  (см. табл. 3 Приложения). По значению углового коэффициента этой зависимости рассчитать термодинамическую работу выхода электронов из вольфрамового катода  $\chi_0$ . Проведя графическую экстраполяцию полученной зависимости до пересечения с осью ординат, найти значение постоянной Ричардсона  $\bar{A}$  и занести полученные данные в табл. 3.
  - Для нескольких значений  $\ln(j_0/T_k^2)$  рассчитать постоянную Ричардсона  $A$  в соответствии с формулой (1.7), подставив в неё значение  $\chi_0$ , полученное в п. 6, и занести полученные данные в табл. 3.
  - По наклону одной из прямых Шоттки, полученных в п.5, рассчитать температуру катода  $T_k$  и сравнить её со значением, полученным по данным рис.1.8. Точность определения

температуры по прямой Шоттки невелика, и значения температур могут совпасть лишь приблизительно.

### **5. Используемые измерительные приборы и образцы**

1. Специальный вакуумный диод с вольфрамовым катодом и охранными кольцами.
2. Вольтметр В7-27.
3. ЦУИП В7-40.
4. Источник питания АТН-2031.
5. Автотрансформатор типа ЛАТР.

### **6. Требования к отчету по лабораторной работе**

1. Записать название и цель проведения лабораторной работы. Записать краткие сведения о физических основах процесса термоэлектронной эмиссии металлов.
2. Записать основные технические данные вакуумного диода.
3. Нарисовать схему установки для проведения экспериментальных исследований процесса термоэлектронной эмиссии металлов.
4. Представить результаты проведения экспериментальных исследований процесса термоэлектронной эмиссии в виде таблиц (см. Приложение).
5. Представить расчетные значения параметров, а также графики полученных характеристик процесса термоэлектронной эмиссии металлов (см. Приложение).
6. Представить в отчете выводы по полученным расчетным данным.

### **7. Контрольные вопросы по лабораторной работе**

1. Явление термоэлектронной эмиссии из металла.
2. Природа сил, удерживающих электроны в металле.
3. Какие параметры определяют величину тока эмиссии вольфрамового катода?
4. Каким способом измеряется температура катода и каковы возможные причины погрешностей измерения температуры?
5. Каким способом измеряется ток эмиссии катода?
6. Какая площадь катода принимается в расчет при определении плотности тока эмиссии?
7. Физическая сущность эффекта Шоттки.
8. Как зависит плотность тока термоэлектронной эмиссии от напряженности внешнего электрического поля?
9. Как зависит угол наклона прямых Шоттки от температуры катода?

10. Каким способом определяется напряженность электрического поля у поверхности катода?

### **8. Указания по технике безопасности**

1. Соблюдать правила ТБ при работе на электрооборудовании.
2. Перед началом работы проверить наличие, исправность и прочность крепления заземляющих проводов лабораторного стенда.
3. Не приступать к выполнению работы без вводного инструктажа по ТБ преподавателем, ведущим занятие.
4. Строго соблюдать все указания преподавателя.

### **9. Литература**

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. - М.: Высшая школа, 1982.- 608 с.
2. Клейнер Э.Ю. Основы теории электронных ламп. - М.: Высшая школа, 1974. - 368 с.
3. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Твердотельная электроника: Учеб. Пособие. – Изд-во МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2003. – 480 с.

Методические указания рассмотрены на заседании кафедры Физических основ электронной техники (21.12.2005 г. Протокол № 7) и рекомендованы к использованию в учебном процессе.

Заведующий кафедрой ФОЭТ  
профессор, д. т. н.

Быков Д.В.





Таблица 2

Результаты расчетов зависимости  $\ln j = f(\sqrt{\mathcal{E}})$  при различных значениях мощности накала катода  $P_H$  и определения значения  $\ln j_0$  методом графической интерполяции полученных зависимостей

<b>№ 1</b>	<b><math>I_H = 1.6 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												
$j \text{ (A} \cdot \text{м}^{-2}\text{)}$												
$\ln j$												
Результат	$\ln j_{O1} =$											
<b>№ 2</b>	<b><math>I_H = 1.7 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												
$j \text{ (A} \cdot \text{м}^{-2}\text{)}$												
$\ln j$												
Результат	$\ln j_{O2} =$											
<b>№ 3</b>	<b><math>I_H = 1.8 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												
$j \text{ (A} \cdot \text{м}^{-2}\text{)}$												
$\ln j$												
Результат	$\ln j_{O3} =$											
<b>№ 4</b>	<b><math>I_H = 1.9 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												
$j \text{ (A} \cdot \text{м}^{-2}\text{)}$												
$\ln j$												
Результат	$\ln j_{O4} =$											
<b>№ 5</b>	<b><math>I_H = 2.0 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												
$j \text{ (A} \cdot \text{м}^{-2}\text{)}$												
$\ln j$												
Результат	$\ln j_{O5} =$											
<b>№ 6</b>	<b><math>I_H = 2.1 \text{ A}</math></b>				<b><math>V_H = \text{ B}</math></b>				<b><math>P_H = \text{ Вт}</math></b>			
$\mathcal{E} \text{ (В/м)}$												

$j(A \cdot m^{-2})$																	
$\ln j$																	
Результат	$\ln j_{O6} =$																

**Таблица 3**

Результаты определения значения температуры катода  $T_k$  при различных значениях мощности накала катода  $P_H$  и расчета значений данных для графика зависимости  $\ln(j_O/T_k^2)$  от  $1/T_k$

Номер эксперимента	1	2	3	4	5	6
$P_H$ (Вт)						
$T_k$ (К)						
$1/T_k$ (К <sup>-1</sup> )						
$\ln(j_{Oi}/T_{ki}^2)$						
$A(A \cdot m^{-2} \cdot K^{-2})$						
Результат:	$\chi_O =$ (эВ) $\overline{A} =$ $(A \cdot m^{-2} \cdot K^{-2})$					

## Содержание

<b>Исследование термоэлектронной эмиссии металла</b>	<b>. . . . 3</b>
1. Физические основы термоэлектронной эмиссии из металла	. . . . 3
2. Методика проведения экспериментальных измерений	. . . . 10
3. Схема установки для экспериментальных исследований	. . . . 13
4. Порядок выполнения лабораторной работы	. . . . 13
5. Используемые измерительные приборы и образцы	. . . . 15
6. Требования к отчету по лабораторной работе	. . . . 15
7. Контрольные вопросы по лабораторной работе	. . . . 15
8. Указания по технике безопасности	. . . . 16
9. Литература	. . . . 16
10. Приложение	. . . . 17

### *Учебное издание*

#### *Исследование термоэлектронной эмиссии из металла*

*Составитель*

*ЧЕРНОВ Аркадий Алексеевич*

*Редактор С.П.Клышинская*

*Технический редактор О.Г.Завьялова*

*Подписано в печать 27.02.06. Формат 60x84/16. Бумага типографская.  
Печать-ризография. Усл. печ.л. 1,1. Уч.-изд.л. 1,0. Изд. №26. Тираж 100 экз.*

*Заказ*

*Московский государственный институт электроники и математики.*

*109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер. 1-3/12, стр.8.*

*Отдел оперативной полиграфии Московского государственного  
института электроники и математики.*

*113053, Москва, ул. М. Пионерская, 12.*