

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра физики

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Методические указания к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

Минск 2011

УДК 537.226 (076.5)

ББК 22.3я7

К 39

Составители: П.Г. Кужир, Г.К. Савчук, В.А. Потачиц

Рецензенты: Н.П. Юркевич, Ю. В. Развин

В работе описаны закономерности прохождения тока в вакууме, проанализировано влияние состояния поверхности металла на величину работы выхода электрона, изложен метод прямых Ричардсона, представлен вывод формулы Богуславского-Ленгмюра, изложены физические основы эффекта Шоттки.

Методические указания к лабораторной работе предназначены для студентов строительных специальностей всех форм обучения.

© П.Г. Кужир
Г.К. Савчук
В.А. Потачиц
составление 2011

Цель работы: изучение вольтамперной характеристики вакуумного диода, исследование зависимости тока насыщения термоэлектронной миссии диода от температуры катода, определение работы выхода электронов из металла.

Приборы и принадлежности: вакуумный диод, блок питания, миллиамперметр, вольтметр.

1. Электрический ток в вакууме

Вакуум - среда, содержащая газ при давлениях значительно ниже атмосферного, при этом степень разрежения газа такова, что соударений молекул практически не происходит.

Вакуум характеризуется соотношением между длиной свободного пробега молекул газа λ и характерным размером вакуумной системы d . В качестве размера d может приниматься расстояние между стенками вакуумной камеры, диаметр вакуумного трубопровода и т. д. Вакуум делят на **низкий, средний и высокий**. Степень вакуума зависит от соотношения величины давления газа и размеров вакуумной системы. Если длина свободного пробега молекул (атомов) λ удовлетворяет условию $\lambda \ll d$, то вакуум называется **низким** (10^{16} молекул в 1 см^3). При $\lambda \approx d$ вакуум называется **средним**; если $\lambda \gg d$, то вакуум **высокий** (10^{11} молекул в 1 см^3).

Электрический ток в вакууме без особых условий невозможен, поскольку количество ионизированных молекул не может обеспечить электропроводность.

Для того чтобы через пространство, в котором создан высокий вакуум, пошел электрический ток необходимо:

- 1) искусственно ввести в это пространство источник свободных зарядов;
- 2) создать электрическое поле, под действием которого заряды будут двигаться направленно.

При **высоком вакууме** ($10^{-6} \div 10^{-5}$ мм. рт. ст.) зарядами, создающими электрический ток, являются **электроны**. Они двигаются почти

без столкновений, так как их средний свободный пробег заметно превышает расстояние между электродами.

При **низком вакууме** (давление $\sim 10^{-3}$ мм. рт. ст.) средний свободный пробег электронов меньше расстояния между электродами, и электроны при своем движении соударяются с атомами или молекулами газа. Соударения могут быть упругими, при которых после соударения ударяемый атом сохраняет свою структуру неизменной, и неупругими. При неупругих соударениях один либо несколько электронов в атоме переходят на нестабильные энергетические уровни (процесс возбуждения) или один или несколько электронов отрывается от атома (процесс ионизации). Атом, лишенный хотя бы одного электрона, представляет собой положительный ион. Возбуждаться и ионизироваться могут как атомы, так и молекулы газа. В результате ионизации в межэлектродном промежутке прибора, **кроме электронов, появляются ионы**. Однако **основными носителями тока остаются электроны**, так как их подвижность из-за значительно меньших масс много больше, чем подвижность ионов (масса которых весьма близка к массе атомов).

В вакууме постоянное поступление электронов в межэлектродное пространство достигается благодаря процессу их выхода из поверхности катода под действием внешних воздействий.

2. Работа выхода электрона. Влияние на работу выхода состояния поверхности

Свойства металлов в значительной степени определяются состоянием электронов проводимости, т.е. электронов, способных свободно перемещаться в металле.

При обычных температурах свободные электроны удерживаются внутри металла. Это означает, что на границе металл - вакуум существует потенциальный барьер, мешающий электронам покинуть металл.

Наименьшая энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твердого тела в вакуум, называется работой выхода.

Потенциальный барьер на границе твердого тела и вакуума возникает по двум основным причинам. Одна из них связана с тем, что электрон, вылетевший из кристалла, индуцирует на его поверхности положительный электрический заряд (рис. 1). Между электроном и поверхностью кристалла возникает сила притяжения, стремящаяся вернуть электрон обратно в кристалл.

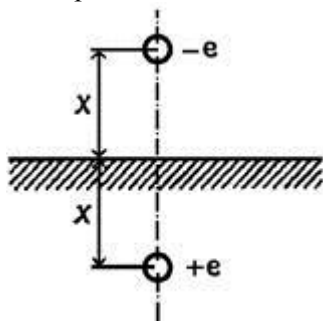


Рис. 1. Индуцирование вылетевшим электроном на поверхности кристалла положительного заряда

Другая причина связана с тем, что электроны за счет теплового движения могут пересекать поверхность металла и удаляться от него на небольшие расстояния (порядка атомных). Они образуют над поверхностью отрицательно заряженный слой. В этом случае после выхода электронов на поверхность кристалла формируется положительно заряженный слой ионов. В результате образуется двойной электрический слой. Он не создает поля во внешнем пространстве, однако для преодоления электрического поля внутри самого двойного слоя требуется произвести работу.

Значение работы выхода для большинства металлов и полупроводников составляет **несколько электрон-вольт**. Например, для лития работа выхода равна 2,38 эВ, железа – 4,31 эВ, германия – 4,76 эВ, кремния – 4,8 эВ.

Работа выхода **зависит от рода металла, и состояния его поверхности**, в частности, от ее чистоты.

Изменить работу выхода можно нанесением тонких покрытий на поверхность металла. Нанесение тонких слоев вещества на поверх-

ность кристалла приводит к тому, что осевшие на его поверхности атомы или молекулы отдают электрон атомам кристалла или принимают электрон от атомов кристалла и становятся ионами. Если осевшие атомы отдают электрон, то поверхность металла заряжается отрицательно и образует с положительными ионами двойной электрический слой, поле которого будет уменьшать работу выхода из металла (рис. 2, *а*).

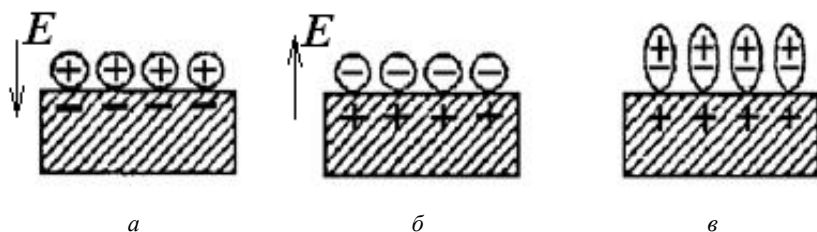


Рис. 2. Схематическое изображение поверхности металла, покрытой:
а – положительными ионами; *б* – отрицательными ионами;
в – поляризованными частицами

Противоположная ситуация наблюдается, если кристалл покрыт атомами, которые принимают электрон от атомов кристалла (рис. 2, *б*). Поскольку связь валентных электронов в атоме сильнее, чем в кристалле, то при нанесении слоя атомов на кристаллическую поверхность образуется двойной электрический слой, увеличивающий работу выхода из металла.

Наиболее часто реализуется случай, когда осевший на поверхность атом не отдает полностью свой электрон металлу или не принимает в себя лишний электрон, а деформирует свою электронную оболочку так, что осевшие на поверхность атомы поляризуются и становятся электрическими диполями (рис. 2, *в*). В зависимости от ориентации диполей работа выхода металла уменьшается (ориентация диполей соответствует рис. 2, *в*) или увеличивается.

Если электронам металла сообщить энергию равную работе выхода, то часть электронов металла получает возможность покинуть ме-

талл, будет **наблюдаться испускание электронов из металла, т.е. электронная эмиссия.**

3. Явление термоэлектронной эмиссии

В зависимости от того, каким способом сообщена электронам энергия, существуют различные **типы электронной эмиссии**. Практический интерес представляют следующие ее виды: 1) фотоэлектронная; 2) электростатическая; 3) ионно-электронная; 4) термоэлектронная. Каждому из названных видов эмиссии соответствуют свои природа явлений и условия возникновения.

Фотоэлектронной эмиссией называется испускание электронов поверхностью твердого тела под действием падающего на нее электромагнитного излучения. **Электростатическая эмиссия** обусловлена наличием у поверхности тела сильного электрического поля. **Ионно-электронная эмиссия** представляет собой явление испускания электронов поверхностью твердого тела в вакуум под действием ионной бомбардировки. Если электроны получают энергию за счет тепловой энергии тела, то говорят о термоэлектронной эмиссии.

Термоэлектронная эмиссия – это явление испускания электронов нагретыми телами в вакуум или другую среду.

Для исследования термоэлектронной эмиссии используют вакуумный диод – электронную лампу с двумя электродами. Катодом К лампы служит нить из тугоплавкого металла (вольфрама, молибдена и др.), накаливаемая электрическим током. Анод А обычно имеет форму металлического цилиндра, окружающего накаливаемый катод. Для наблюдения термоэлектронного тока диод включают в цепь, изображенную на рис. 3.

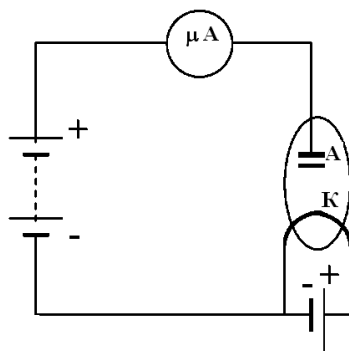


Рис. 3. Схема включения диода для изучения термоэлектронного тока

Для наблюдения термоэлектронного тока диод включают в цепь, изображенную на рис. 3.

Зависимость силы тока от напряжения между катодом и анодом называется вольт-амперной характеристикой диода (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что при потенциале анода U_a равном нулю сила тока мала. Значение силы тока в данном случае определяется числом самых быстрых термоэлектронов, которые способны достигнуть анода за счет своей кинетической энергии без воздействия электрического поля.

Чтобы в данном случае электрический ток, текущий через диод был равен нулю, необходимо приложить электрическое поле противоположного направления (на анод подать минус, а на катод – плюс). Тогда электроны будут возвращены обратно к катоду и в электрической цепи тока не будет.

Значение разности потенциалов, при котором ток через диод не протекает, называется задерживающей разностью потенциалов U_3 . Задерживающая разность потенциалов определяется из закона сохранения энергии

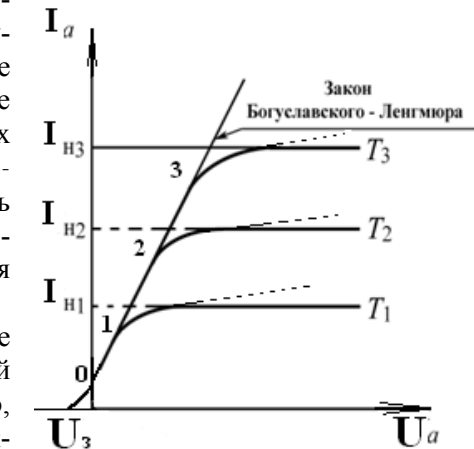


Рис. 4. Вид вольт-амперных характеристик диода в зависимости от температуры катода

$$\frac{mv^2}{2} = eU_c,$$

где m – масса электрона;

v – скорость движения электрона;

e – заряд электрона.

При достаточно большом расстоянии между электродами при равном нулю потенциале анода сила тока может быть равна нулю. Это происходит от того, что вылетевшие из катода электроны образуют вблизи него электронное облако. Электронное облако создает элек-

трическое поле, тормозящее вновь вылетающие электроны. В результате дальнейшая эмиссия электронов не происходит. Сколько электронов вылетает из металла, столько же в него возвращается под действием обратного электрического поля.

При увеличении ускоряющего электроны поля электронное облако рассасывается, и между катодом и анодом появляется ток. При росте положительного потенциала анода величина тока возрастает, затем достигает насыщения, то есть перестает зависеть от анодного напряжения.

Током насыщения ($I_{\text{нас}}$) называется предельное значение силы термоэлектронного тока при данной температуре катода. Величина тока насыщения определяется количеством термоэлектронов, которые в состоянии выйти с поверхности катода за единицу времени. В этом случае все электроны, поставляемые из катода в результате термоэлектронной эмиссии, задействованы для образования электрического тока.

Анализ зависимостей на рис.4 показывает, что **при увеличении температуры катода увеличивается и значение тока насыщения ($T_3 > T_2 > T_1$).** Одновременно увеличивается и анодное напряжение, при котором устанавливается соответствующий ток насыщения.

Таким образом, **вольт-амперная характеристика диода** оказывается **нелинейной**, следовательно, вакуумный диод является примером проводника, **не подчиняющегося закону Ома**. Возрастание силы тока идет не пропорционально напряжению U_a . Сначала сила тока возрастает с ростом разности потенциалов между анодом и катодом медленно, затем быстрее, а затем опять медленнее. Это объясняется тем, что при термоэлектронной эмиссии у поверхности катода создается довольно большая плотность электронов. Они создают общий отрицательный заряд, и электроны, вылетающие с малой скоростью, не могут его преодолеть. С увеличением анодного напряжения концентрация электронов в облаке пространственного заряда уменьшается. Поэтому тормозящее действие пространственного заряда становится меньшим и анодный ток растет от напряжения быстрее, чем в прямой зависимости.

На участке 0,1,2,3 сила тока пропорциональна $(\varphi_1 - \varphi_2)^{3/2}$ (закон трех вторых) и описывается **формулой Богуславского – Ленгмюра**

$$I_a = \alpha(\varphi_1 - \varphi_2)^{3/2},$$

где α – коэффициент пропорциональности;

$(\varphi_1 - \varphi_2)$ – разность потенциалов.

Начиная с некоторого определенного значения U_a дальнейшее возрастание силы тока вообще прекращается, так как общее число электронов, испускаемых катодом K при данной температуре, ограничено. При этом достигается ток насыщения $I_{i\text{ан}}$, которому соответствует горизонтальная часть графиков на рис.4.

Ричардсон и Дешман установили, что плотность термоэлектронного тока определяется выражением

$$j_{i\text{ан}} = AT^2 \ell \frac{A_{\text{вых}} \sigma}{kT}, \quad (1)$$

где T – абсолютная температура катода;

k – постоянная Больцмана;

$A_{\text{вых}}$ – работы выхода;

A – константа, не зависящая от рода металла.

Формула (1) называется **формулой Ричардсона – Дешмана**. Из формулы (1) следует, что уменьшение работы выхода резко повышает эмиссию электронов из металла. Можно убедиться в том, что при 1160 К, то есть при $kT = 0,1$ эВ, уменьшение $A_{\text{вых}}$ от 3 до 1 эВ приводит к возрастанию $j_{\text{нас}}$ почти в $5 \cdot 10^8$ раз.

Измеряя плотность термоэлектронного тока насыщения, по формуле Ричардсона – Дешмана можно вычислить константу A и работу выхода $A_{\text{вых}}$.

Для экспериментальных расчетов формулу Ричардсона – Дешмана с учетом того, что $I_{\text{нас}} = j_{\text{нас}} S$, представим в виде

$$I_{\text{нас}} = A S T^2 e^{-\frac{A_{\text{вых}}}{kT}},$$

где S – площадь катода;

$I_{\text{нас}}$ – сила тока насыщения.

Прологарифмируем выражение (2)

$$\ln I_{\text{нас}} = \ln(A \cdot S) + \ln T^2 - \frac{A_{\text{вых}}}{kT} \quad (2)$$

или

$$\ln\left(\frac{I_{\text{нас}}}{T^2}\right) = C - \frac{A_{\text{вых}}}{kT},$$

где $C = \ln(A \cdot S)$.

Работа выхода электрона из металла практически не зависит от температуры, ее можно считать величиной постоянной, и, следовательно, $\ln(I_{\text{нас}}/T^2)$ является функцией от $1/T$. График зависимости $\ln(I_{\text{нас}}/T^2) = f(1/T)$ представляет собой прямую линию, угловой коэффициент которой равен $A_{\text{вых}}/k$. Построив график зависимости $\ln(I_{\text{нас}}/T^2)$ от $1/T$ и определив угловой коэффициент этой прямой (рис. 5), можно найти работу выхода:

$$A_{\text{вых}} = k \operatorname{tg} \alpha, \quad (3)$$

где

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln(I_{\text{нас}}/T^2)}{\Delta(1/T)}. \quad (4)$$

Рассмотренный метод называется методом прямых Ричардсона. Из него следует, что для определения работы выхода электрона из металла необходимо знать несколько значений температуры катода T и соответствующие им токи насыщения $I_{\text{нас}}$. Токи насыщения можно определить из вольт-амперных характеристик диода при различных токах накала; температуры накала катода определяются путем расчета мощности, расходуемой на нагревание катода. Мощность, потребляемая катодом

$$P = I_n \cdot U_n,$$

где I_n – ток накала;

U_n – напряжение накала.

Таким образом, по вольт-амперной характеристике диода можно определить токи насыщения для нескольких значений токов накала, а по величине потребляемой мощности – температуры катода. Метод прямых Ричардсона при использовании формул (3) и (4) позволяет вычислить работу выхода электрона из катода.

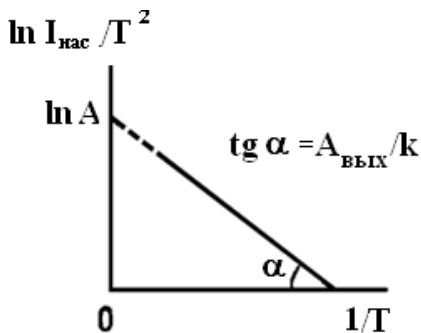


Рис. 5. Зависимость тока насыщения от температуры

4. Вывод формулы Богуславского - Ленгмюра

Пусть имеется два плоских электрода площадью S , расположенных параллельно друг другу (рис.6). Расстояние между электродами обозначим через d . Левый электрод будем считать катодом и потенциал его положим равным нулю. Тогда потенциал правого электрода (анода) равен $\phi = U$. Источником электронов является катод. Ускоряемые полем электроны движутся от катода к аноду и создают ток.

Начало координат поместим на поверхности катода и ось Ox направим перпендикулярно катоду в сторону анода. Температура катода поддерживается постоянной. Разность потенциалов электростатического поля между анодом и катодом $\phi = U$ и является функцией только

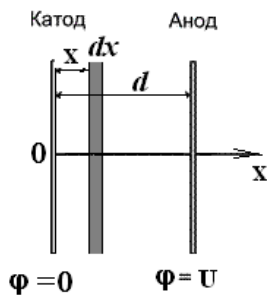


Рис. 6. К выводу закона “трех вторых”

координаты x . Вектор напряженности электрического поля \vec{E} связан с потенциалом выражением

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi,$$

и направлен вдоль оси x . Как и напряжение U , вектор напряженности \vec{E} является функцией координаты x

$$E_x = -\frac{d\varphi}{dx}. \quad (5)$$

Рассмотрим на расстоянии x от катода плоский слой толщиной dx , который параллелен электродам. Вычислим поток вектора напряженности электрического поля через поверхность этого слоя по теореме Гаусса.

Теорема Гаусса: поток вектора напряженности через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов, охватываемых данной поверхностью, деленной на электрическую постоянную ϵ_0 .

$$d\Phi_E = (E + dE)S - ES = dES = dq/\epsilon_0, \quad (6)$$

где $dq = \rho S dx$ – заряд внутри слоя.

ρ – объемная плотность заряда.

Из формулы (6) получаем

$$dES = \rho S dx / \epsilon_0,$$

или

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

С учетом выражения (5) имеем

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (7)$$

Уравнение (7) представляет собой уравнение Пуассона для потенциала электростатического поля в одномерном случае. В формулу (7) распишем объемную плотность заряда через концентрацию электронов

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{eN}{V\varepsilon_0} = -\frac{en}{\varepsilon_0}, \quad (8)$$

где N – число электронов;

V – объем слоя;

n – концентрация электронов.

В рассматриваемом случае потенциал φ , объемная плотность зарядов ρ и концентрация электронов n изменяются только вдоль оси Ox .

При термоэлектронной эмиссии электроны вылетают из катода с тепловыми скоростями, которые малы по сравнению со скоростями, приобретаемыми электронами под влиянием внешних электрических полей. Поэтому можно считать начальные скорости электронов равными нулю. Тогда электроны, достигшие точки между электродами, имеющей потенциал φ , будут обладать скоростью v определяемой из закона сохранения энергии

$$\frac{mv^2}{2} = e\varphi,$$

или

$$v = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m}}, \quad (9)$$

где v – скорость упорядоченного движения электронов.

Плотность тока j определяется через плотность объемного заряда ρ и скорость упорядоченного движения электронов v с помощью равенства

$$j = -nev = -\rho v. \quad (10)$$

В выражении (10) справа поставлен знак минус, так как направление вектора j совпадает с направлением движения положительных зарядов.

Подставляя (9) и (10) в формулу (8), получаем

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{\sqrt{\varphi}} = \frac{a^2}{\sqrt{\varphi}},$$

где $a^2 = \frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}$.

Умножим правую и левую части этого равенства на $\frac{d\varphi}{dx}$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} \cdot \frac{d\varphi}{dx} = \frac{a^2}{\sqrt{\varphi}} \frac{d\varphi}{dx} \tag{11}$$

и учтем, что

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varphi}{dx^2} \cdot \frac{d\varphi}{dx} &= \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \\ 2 \frac{d(\varphi^{\frac{1}{2}})}{dx} &= \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \frac{d\varphi}{dx} \end{aligned}$$

Интегрируем равенство (11) в пределах от 0 до x

$$\int_0^x \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = \int_0^x 2 \frac{d(\varphi^{\frac{1}{2}})}{dx} a^2. \tag{12}$$

Запишем начальные условия. При $x = 0$ $\varphi = 0$, так как потенциал катода равен нулю.

При $x = 0$ $\frac{d\varphi}{dx} = 0$. Это условие вытекает из того, что вблизи катода образуется электронное облако, в которое электроны от катода посту-

пают только за счет диффузии. Следовательно, у катода напряженность поля $E = 0$.

Из связи напряженности с потенциалом $E = \frac{d\varphi}{dx}$ вытекает требование

$$\frac{d\varphi}{dx} = 0 \text{ при } x = 0.$$

В результате интегрирования равенства (12) с учетом начальных условий получаем

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = 4a^2\varphi^{\frac{1}{2}}.$$

Разделим переменные

$$\frac{d\varphi}{\varphi^{\frac{1}{4}}} = 2adx, \quad (13)$$

и проинтегрируем выражение (13) в пределах изменения x от 0 до d .

$$\int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\varphi^{\frac{1}{4}}} = 2a \int_0^d dx. \quad (14)$$

В качестве пределов интегрирования левой части равенства (14) берем $\varphi = 0$ и $\varphi = U$. После интегрирования выражение (14) примет вид

$$\frac{4}{3} U^{\frac{3}{4}} = 2ad = 2\left(\frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}\right)^{\frac{1}{2}} d. \quad (15)$$

Возведем обе части равенства (15) в квадрат

$$\frac{16}{9} U^{\frac{3}{2}} = 4 a^2 d^2 = 4 \frac{j}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} d^2 . \quad (16)$$

Из равенства (16) выразим плотность тока j

$$j = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{d^2} U^{\frac{3}{2}} .$$

Чтобы перейти от плотности тока j к силе тока I , необходимо j умножить на площадь поверхности S , с которой происходит эмиссия электронов

$$I = jS .$$

Учитывая, что при наших обозначениях U совпадает с разностью потенциалов $(\varphi_1 - \varphi_2)$ между электродами, имеем

$$I = \frac{4\epsilon_0 S \sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{d^2} (\varphi_1 - \varphi_2)^{\frac{3}{2}} .$$

Положим множитель

$$\frac{4\epsilon_0 S \sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{1}{d^2} = \alpha ,$$

где величина α будет постоянной для электродов данных размеров, которые расположены на определенном расстоянии друг от друга. В результате получаем **формулу Богуславского – Ленгмюра**

$$I = \alpha (\varphi_1 - \varphi_2)^{\frac{3}{2}} , \quad (17)$$

которая называется “законом трех вторых”.

Этот закон справедлив для электродов произвольной формы. От формы электродов зависит только значение коэффициента α .

Полученные выше формулы позволяют вычислить распределение потенциала, напряженности электрического поля и плотности электронов в пространстве между катодом и анодом. Например, из формулы (13) получаем вид зависимости потенциала от расстояния x между электродами

$$U = \varphi(x) = \frac{3}{2} (ax)^{\frac{4}{3}}. \quad (18)$$

Из выражения (18) следует, что потенциал изменяется пропорционально расстоянию от катода x в степени $4/3$.

5. Эффект Шоттки

Согласно вольт-амперной характеристике диода (рис.4) электрический ток при определенной разности потенциалов достигает насыщения. В реальных вольт-амперных характеристиках термоэлектронной эмиссии в режиме насыщения наблюдается с ростом разности потенциалов небольшое увеличение тока термоэлектронной эмиссии. Это связано с эффектом Шоттки.

Эффект Шоттки это уменьшение работы выхода электронов из твердых тел под действием внешнего ускоряющего электрического поля.

Для объяснения эффекта Шоттки рассмотрим силы, действующие на электрон вблизи поверхности кристалла. В соответствии с законом электростатической индукции на поверхности кристалла индуцируются поверхностные заряды противоположного (положительного) знака, определяющие взаимодействие электрона с поверхностью кристалла. Поверхность проводника является **эквипотенциальной поверхностью**, то есть во всех ее точках потенциал должен быть одинаков. На этом свойстве проводника основан метод зеркальных изображений.

Метод зеркальных изображений – это искусственный метод для расчета взаимодействия проводника с зарядом. Он базируется

на следующем положении. Действие реальных поверхностных зарядов проводника на электрон заменяется действием фиктивного точечного положительного заряда $+e$, расположенного на таком же расстоянии x от поверхности кристалла, что и электрон, но с противоположной стороны поверхности (рис.1). Заряд $+e$ является электрическим изображением заряда $-e$. Поскольку заряды равны по величине и находятся на одинаковом расстоянии от поверхности кристалла, то поверхность остается эквипотенциальной.

В соответствии с законом Кулона, сила взаимодействия двух точечных зарядов

$$F_k = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 (2x)^2},$$

где x – расстояние между электроном и поверхностью кристалла.

Потенциальная энергия электрона в поле силы взаимодействия с поверхностью кристалла определяется как

$$U_k = -\int F_k dx = \int \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} dx = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x}.$$

Потенциальная энергия электрона во внешнем ускоряющем электрическом поле E

$$U_E = -eEx,$$

где E – напряженность внешнего электрического поля.

Тогда полная потенциальная энергия электрона

$$U = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx.$$

Графическое нахождение полной энергии электрона, находящегося вблизи поверхности кристалла, приведено на рис. 7, на котором наглядно видно уменьшение работы выхода электрона из кристалла. Суммарная кривая потенциальной энергии электрона (сплошная кривая на рис. 7) достигает максимума в точке, находящейся от поверхности на расстоянии x_m .

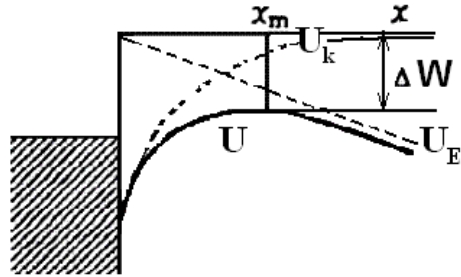


Рис. 7. Влияние внешнего электрического поля на высоту и форму потенциального барьера

Для того, чтобы найти значение x_m производную по x от выражения для полной энергии необходимо приравнять к нулю

$$\frac{dU}{dx} = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} - eE = 0.$$

Тогда

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}.$$

При напряженности $3 \cdot 10^6$ В/см точка x_m находится от поверхности кристалла на расстоянии 10 \AA .

В точке x_m суммарная потенциальная энергия определяется как

$$U_m = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} = \Delta W$$

и ее значение равно величине, на которую понижается потенциальный барьер. Понижение потенциального барьера приводит к снижению работы выхода электрона на поверхность металла.

В результате эффекта Шоттки ток вакуумного диода при положительном напряжении на аноде растет с ростом анодного напряжения (на рис. 4 этот рост показан пунктирными линиями).

6. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Подготовка экспериментальной установки к работе.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 8.

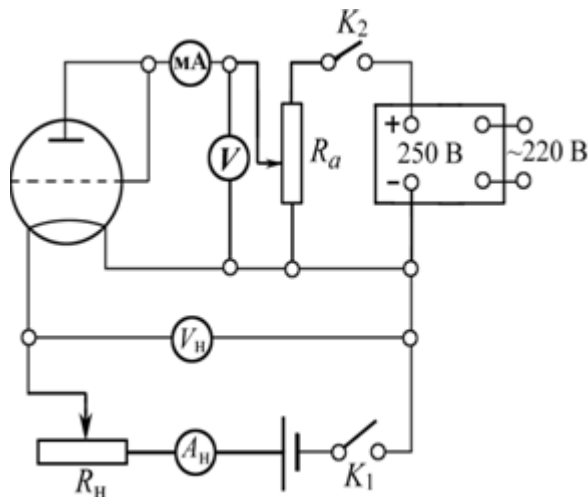


Рис. 8. Схема экспериментальной установки

- 1.1. Ручку регулятора напряжения накала R_n и ручку регулятора анодного напряжения R_a универсального источника питания УИП-2 установите в крайнее левое положение.
- 1.2. Включите приборы тумблерами “Сеть” на универсальном источнике питания УИП-2 и на цифровом вольтметре В7-27. Прогрейте установку в течение 4-5 минут.
- 1.3. Установите переключатель на цифровом вольтметре В7-27 в положение “10 мА”.

2. Снятие вольт-амперной характеристики вакуумного диода

- 2.1 Определите цену деления шкал для измерения анодного напряжения, напряжения накала и силы тока накала.
- 2.2 Установите с помощью регулятора напряжения накала R_n напряжение накала катода 5,2 В и, увеличивая анодное напряжение (ручка R_a) от нуля до 28 В, через каждые 4 В записывайте значения анодного тока в таблицу №1.

Таблица №1

$U_n = 5,2 \text{ В}$								
$U_a, \text{ В}$	0	4	8	12	16	20	24	28
$I_a, \text{ мА}$								

- 2.3 Установите напряжение накала 6,0 В и повторите эксперимент согласно п.2.2. Полученные данные занесите в таблицу №2.

Таблица №2

$U_n = 6,0 \text{ В}$								
$U_a, \text{ В}$	0	4	8	12	16	20	24	28
$I_a, \text{ мА}$								

- 2.4 Для каждого значения напряжения накала катода в одной системе координат постройте вольт-амперную характеристику диода.

3. Определение работы выхода электрона

В данной работе в результате эффекта Шоттки значение анодного тока не достигает насыщения. Будем считать значение силы тока при анодном напряжении 24 В силой тока насыщения.

- 3.1 Ручкой R_a установите анодное напряжение 24 В.
- 3.2 С помощью регулятора напряжения накала R_n изменяйте напряжение накала от 5,2 В до 6,8 В с шагом 0,4 В.
- 3.3 При каждом напряжении накала U_n измеряйте значение силы анодного тока I_a и значение силы анодного тока насыщения I_n . Результаты измерений занести в таблицу №3.

Таблица №3

$$U_a = 24,0 \text{ В}$$

$U_n, \text{ В}$	5,2	5,6	6,0	6,4	6,8
$I_n, \text{ А}$					
$R_n, \text{ Ом}$					
$I_a, \text{ А}$					
$\ln(I_a \cdot 10)$					
$T, \text{ К}$					
$1/T, \text{ К}^{-1}$					

- 3.4 По измеренным данным U_n , I_n и I_a вычислите и внесите в таблицу следующие величины: сопротивление катода R_n и температуру катода T

$$R_n = U_n / I_n;$$
$$T = 114 + 360 R_n,$$

а также $\ln(I_a \cdot 10)$ и $1/T$.

- 3.5 По данным таблицы №3 постройте график зависимости $\ln(I_a \cdot 10)$ от $f(1/T)$ и определите работу выхода

$$A_{\text{вых}} = k \operatorname{tg} \alpha,$$

$$\text{где } \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln(I_a \cdot 10)}{\Delta(1/T)}.$$

- 3.6 Выразите работу выхода в эВ. $1\text{эВ}=1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.
- 3.7 Проанализируйте полученные результаты. Сделайте вывод.

7. *Контрольные вопросы*

1. Как создать электрический ток в вакууме? В чем суть явления термоэлектронной эмиссии?
2. Что называется работой выхода электрона? От чего зависит ее величина?
3. Каковы причины возникновения потенциального барьера на границе раздела твердого тела и вакуума?
4. Как можно изменить величину работы выхода электрона?
5. Назовите типы электронной эмиссии и дайте им определения.
6. Нарисуйте и объясните вольт-амперную характеристику диода.
7. Что такое ток насыщения, как он зависит от температуры и почему?
8. Что такое задерживающая разность потенциала и как ее вычислить?
9. Запишите и поясните формулу Ричардсона – Дешмана.
10. Объясните физическую природу закона трех вторых.
11. Выведите формулу Богуславского – Ленгмюра.
12. Сформулируйте теорему Гаусса для напряженности электростатического поля.
13. В чем суть метода прямых Ричардсона?
14. В чем суть эффекта Шоттки?

Литература

1. Савельев, И.В. Курс общей физики / И.В. Савельев. – М., 2003.
2. Матвеев, А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – М., 1989.
3. Детлаф, А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М., 1979.

Учебное издание

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Методические указания к лабораторной работе

Составители:

КУЖИР Павел Григорьевич

САВЧУК Галина Казимировна

ПОТАЧИЦ Владимир Александрович

Редактор

Подписано в печать.

Формат 60×84 1/16. Бумага типографская № 2.

Печать офсетная. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 100. Заказ .

Издатель и полиграфическое исполнение:

Белорусский национальный технический университет.

Лицензия 02330.0056975 от 01.04.2004.

220013, Минск, проспект Ф. Скорины, 65.