

Лабораторная работа

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Цель работы

Измерение контактной разности потенциалов между анодом и катодом вакуумного диода. Изучение зависимости этой величины от температуры катода.

Теоретическая часть

В квантовой механике в рамках простой модели предполагается, что при образовании кристаллической решётки от атомов отрываются некоторые слабее всего связанные с ними (валентные) электроны. Такие электроны становятся общими для всех атомов и могут свободно перемещаться в кристалле. Именно эти электроны, в отличие от электронов, заполняющих внутренние электронные оболочки атомов, обеспечивают электропроводность металлов. Поэтому их называют электронами проводимости. [1]

Следует отметить, что электроны проводимости в металлах не являются абсолютно свободными и испытывают взаимодействие с ионами, находящимися в узлах кристаллической решётки. Однако в первом приближении этим взаимодействием можно пренебречь. Справедливость такого подхода подтверждается, в частности, высокой проводимостью металлов, что может иметь место только в случае достаточно свободного движения электронов внутри проводника. Таким образом, будем рассматривать идеальный газ свободных электронов, для которых металлический образец является потенциальной ямой.

Рассмотрим поведение электронного газа при $T = 0$ К. В этом случае электроны располагаются на самых низких доступных для них энергетических уровнях. Согласно запрету Паули, в каждом состоянии может находиться не более одного электрона, но так как электроны могут различаться

проекцией спина, то на каждом энергетическом уровне будет находиться по два электрона с различной ориентацией спинов. Схематическое распределение электронов по энергетическим уровням при $T = 0$ К показано на рис. 1.

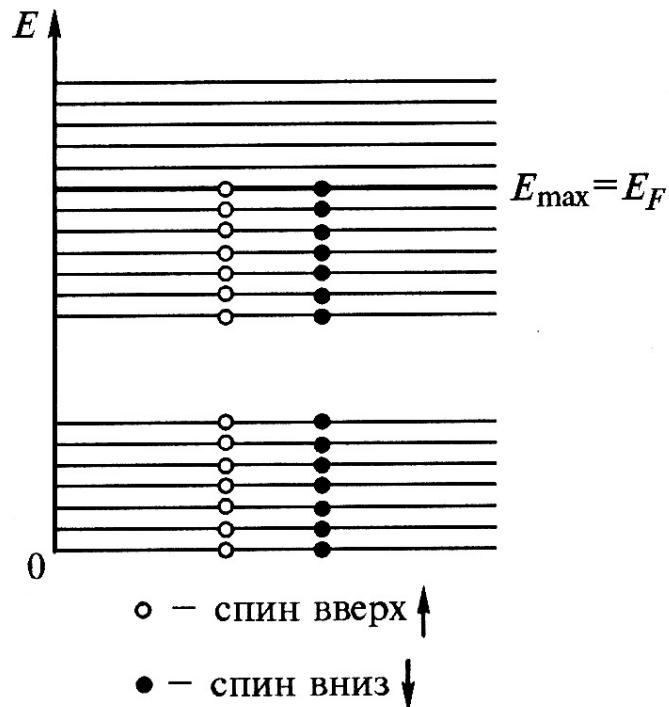


Рисунок 1. Схематическое распределение электронов по энергетическим уровням при $T = 0$ К

Распределение электронов по энергетическим уровням подчиняется статистике Ферми-Дирака. При $T = 0$ К будут заполнены уровни с энергией $E \leq E_{max}$. Все остальные уровни с энергией $E > E_{max}$ будут свободны. Максимальную энергию электронов проводимости при абсолютном нуле температуры называют энергией Ферми $E_{max} = E_F$. Энергия Ферми в металле не зависит от температуры.

Функция распределения Ферми-Дирака электронов по энергиям имеет вид:

$$\langle n \rangle_{\Phi-D} = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

График зависимости $\langle n \rangle_{\Phi-\text{Д}}$ от энергии квантового состояния E при $T = 0$ К представлен на рис. 2.

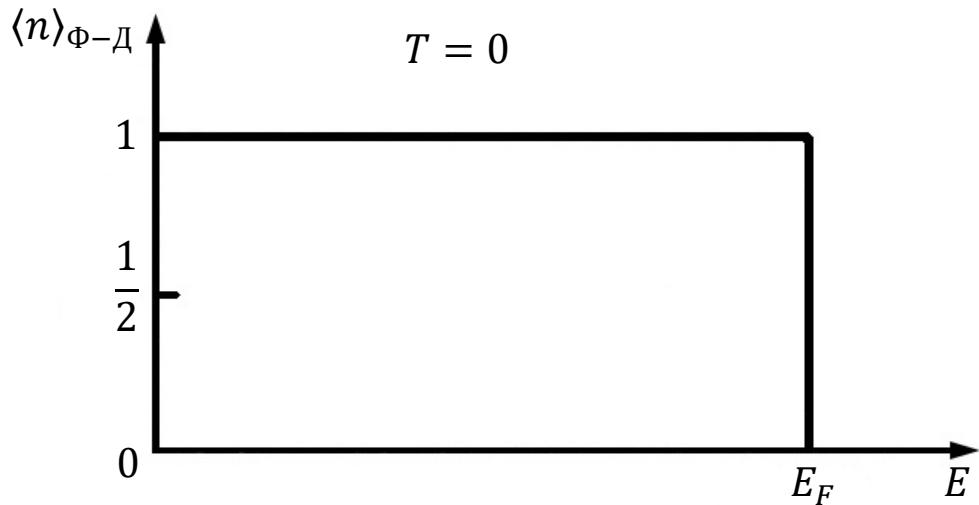


Рисунок 2. График зависимости функции распределения Ферми-Дирака $\langle n \rangle_{\Phi-\text{Д}}$ от энергии квантового состояния E при $T = 0$ К

Распределение Ферми-Дирака в этом случае представляет собой ступенчатую функцию единичной высоты, обрывающуюся при $E = E_F$.

Вид зависимости $\langle n \rangle_{\Phi-\text{Д}}$ от энергии частиц E при температурах, отличных от нуля, приведен на рис. 3.

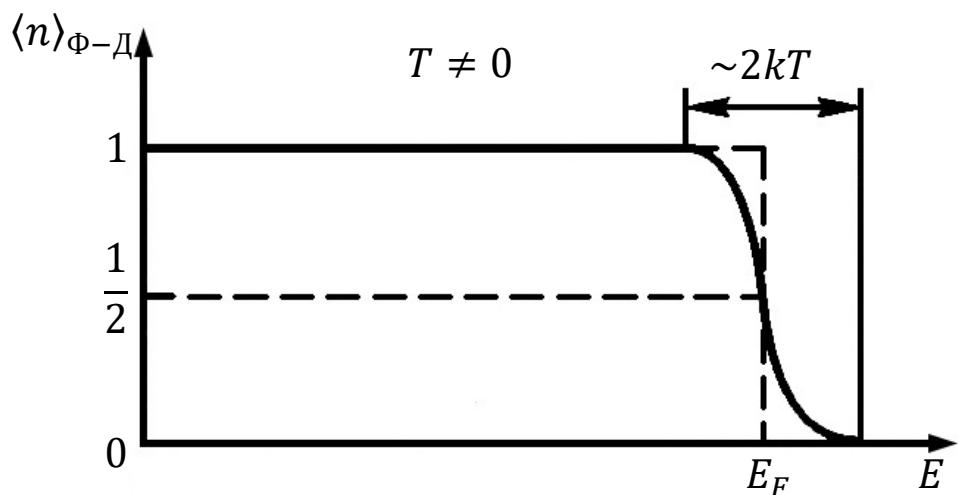


Рисунок 3. График зависимости функции распределения Ферми-Дирака $\langle n \rangle_{\Phi-\text{Д}}$ от энергии квантового состояния E при $T \neq 0$ К

В этом случае резкий скачок $\langle n \rangle_{\Phi-\text{д}}$ от единицы до нуля становится более размытым и происходит в области энергий шириной порядка нескольких kT . Чем выше температура, тем шире область, в которой $\langle n \rangle_{\Phi-\text{д}}$ меняется от единицы до нуля, и тем более плавно происходит переход от заполненных состояний к незаполненным. Схематическое распределение электронов по энергетическим уровням при $T > 0$ К показано на рис. 4.

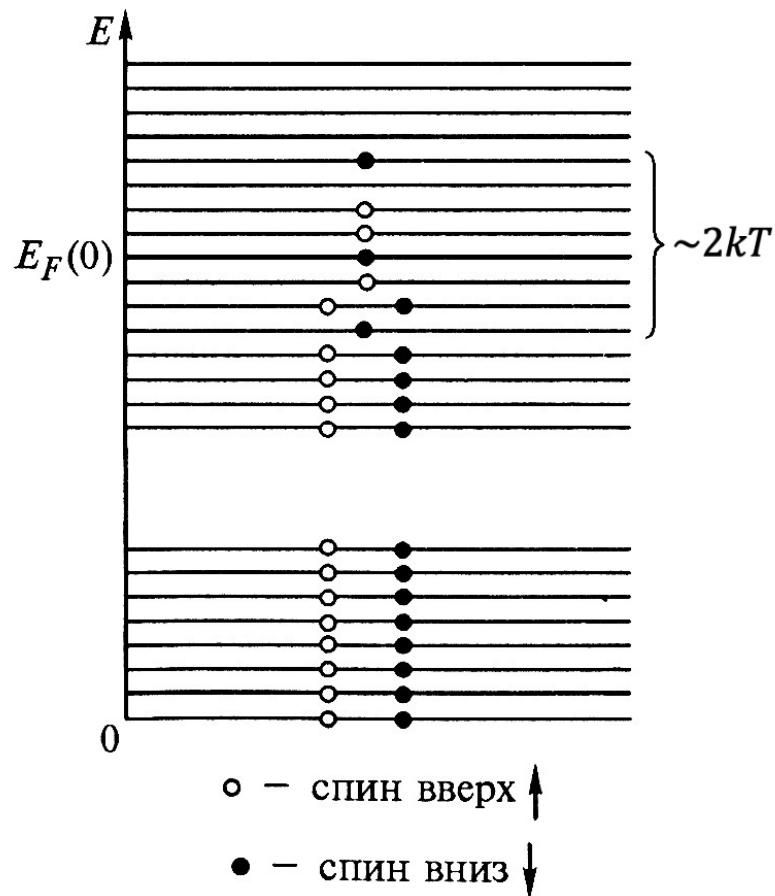


Рисунок 4. Схематическое распределение электронов по энергетическим уровням при $T > 0$ К

Все состояния, энергия которых меньше энергии Ферми на величину $\sim kT$, заняты электронами. Все состояния, энергия которых превосходит энергию Ферми на величину $\sim kT$, оказываются свободными. И только в области энергий шириной $\sim 2kT$ вблизи энергии Ферми имеются состояния, частично заполненные электронами. Отметим, что хотя ширина этой области,

как правило, невелика по сравнению с энергией Ферми, эта область играет очень важную роль. Только электроны, заполняющие состояния в этой области, могут принимать участие в различных физических процессах, происходящих в металлах. Только их энергия может изменяться в ходе этих процессов.

Такое перераспределение электронов по энергии весьма мало, однако в силу большой концентрации свободных носителей тока при повышенных температурах появляется достаточное количество электронов с энергией выше уровня вакуума E_0 (рис. 5), которые вырываются с поверхности металла и обуславливают возникновение эмиссии электронов.

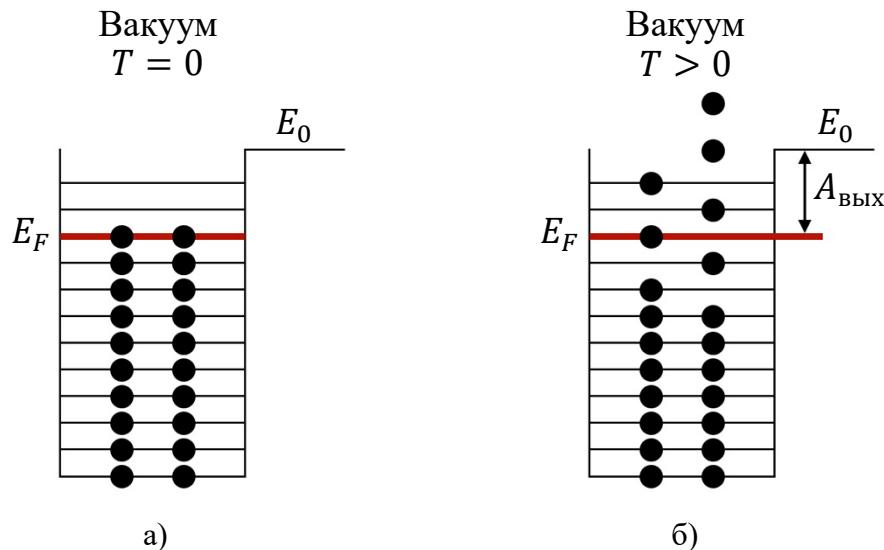


Рисунок 5. Распределение электронов по энергиям в металле при а) $T = 0$ К; б) $T > 0$ К .

Наименьшая энергия, которую надо сообщить электрону, чтобы перевести его из металла в вакуум, называется *работой выхода* (см. рис. 5):

$$A_{\text{вых}} = E_0 - E_F .$$

Работа выхода образца слабо зависит от температуры у металлов и сильно — у примесных полупроводников.

Контакт разнородных металлов

Пусть имеются два металла с разными работами выхода $A_{\text{вых}_1}$ и $A_{\text{вых}_2}$, причем $A_{\text{вых}_1} < A_{\text{вых}_2}$. На рис. 6а показаны потенциальные ямы металлов до их контакта. При контакте металлов электроны начнут переходить с верхних заполненных уровней металла 1 на более нижние свободные уровни в металле 2. При этом металл 1 будет заряжаться положительно, и его потенциал возрастёт, а металл 2 — отрицательно, и его потенциал уменьшится. Так как потенциальная энергия электрона по знаку противоположна потенциалу точки, в которой он находится, то все энергетические уровни металла 1 на рис. 6б опустятся, а энергетические уровни металла 2 поднимутся. При установлении термодинамического равновесия переход электронов прекратится, когда уровни Ферми в металлах станут одинаковыми. Этому соответствует рис. 6б.

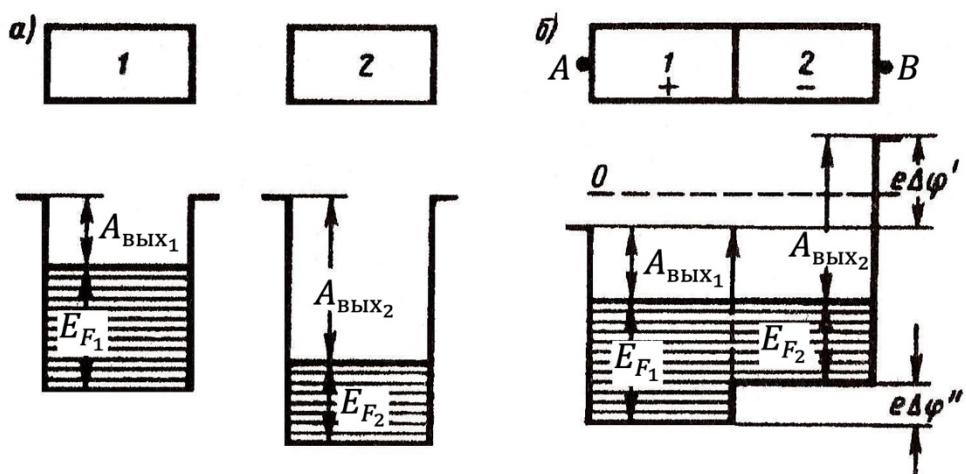


Рисунок 6. Энергетическая диаграмма контакта разнородных металлов:

а) до соединения; б) после соединения.

Из рис. 6б видно, что при контакте двух металлов между ними (в точках A и B) возникает контактная разность потенциалов (КРП):

$$\Delta\varphi = \frac{A_{\text{вых}_2} - A_{\text{вых}_1}}{e} = U_K,$$

обусловленная различием работ выхода контактирующих металлов. При этом потенциал металла с меньшей работой выхода будет больше потенциала металла с большей работой выхода.

Если проводники 1 и 2 соединены между собой проводником 3 (рис. 7), то контактная разность потенциалов между проводниками 1 и 2:

1	3	2
---	---	---

Рисунок 7. Контакт трёх разнородных металлов

$$U_K = \frac{A_{\text{вых}_3} - A_{\text{вых}_1}}{e} + \frac{A_{\text{вых}_2} - A_{\text{вых}_3}}{e} = \frac{A_{\text{вых}_2} - A_{\text{вых}_1}}{e},$$

то есть промежуточный проводник не влияет на контактную разность потенциалов между первым и последним проводником. Аналогичная ситуация имеет место, если крайние проводники соединены несколькими промежуточными проводниками.

Как было отмечено выше, работа выхода зависит от температуры, следовательно, и контактная разность потенциалов зависит от температуры.

Попытка измерить КРП путём присоединения к крайним проводникам вольтметра была бы грубой ошибкой. Показания прибора при этом будут нулевыми, поскольку само присоединение создаёт два дополнительных контакта со своими КРП таких величин, при которых напряжение на клеммах вольтметра будет отсутствовать. В замкнутой электрической цепи суммарная КРП равна нулю.

Для измерения внешней КРП не обязательно приводить образцы в непосредственный контакт. Достаточно создать условия обмена электронами, например, путём термоэлектронной эмиссии. *Термоэлектронная эмиссия* — это явление испускания электронов нагретыми телами. «Классическим» прибором,

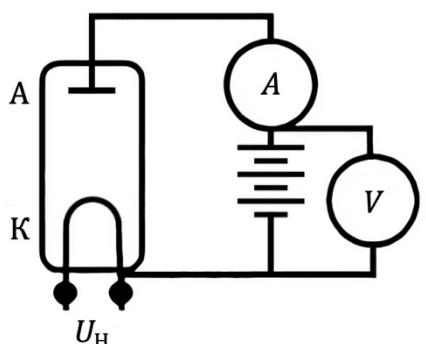


Рисунок 8. Схема вакуумного диода

работа которого основана на явлении термоэлектронной эмиссии, является вакуумный диод, который состоит из накаливаемого катода и анода (рис. 8).

В настоящей работе используется метод измерения КРП путём регистрации тока термоэмиссии. При этом катодом должен быть образец с меньшей работой выхода, а анодом — образец с большей работой выхода. Также совершенно необходимо исключить влияние пространственного заряда эмитированных электронов на процесс эмиссии катода и на движение электронов к аноду. Это достигается таким выбором температуры катода, при котором термоэмиссия настолько мала, что невозможно образование сколько-нибудь существенного пространственного заряда в промежутке анод-катод.

Описание лабораторной установки

На рис. 9 приведена схема установки данной лабораторной работы [2]. Она позволяет изучить зависимость анодного тока I_A вакуумного диода от напряжения U_V , подаваемого на диод, при разных величинах накала катода, а значит при разных температурах. Катод нагревается блоком питания 6,3 В, позволяющим регулировать напряжение накала U_H и ток накала катода I_H лампы. С помощью вольтметра V и амперметра A можно контролировать значения этих величин. Мультиметр M_1 , включённый в режиме вольтметра, измеряет напряжение U_V , подаваемое на диод с блока питания 20 В. Мультиметр M_2 , включённый в режиме амперметра, измеряет анодный ток I_A , текущий в цепи диода. Блок питания 20 В позволяет изменять величины U_V и I_A . Схема позволяет снимать зависимость $I_A = f(U_V)$ для значений I_A , равных нескольким мкА, вплоть до участка насыщения, где рост I_A практически прекращается.

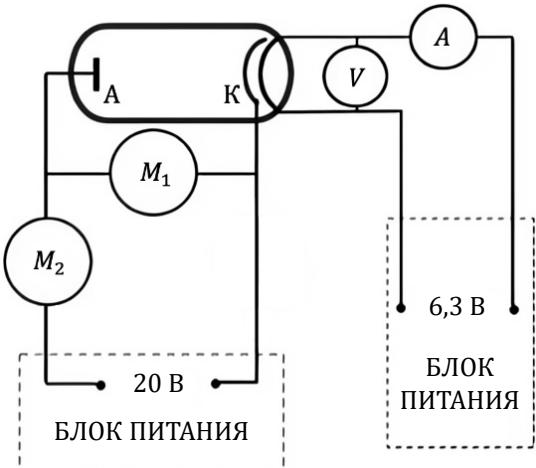


Рисунок 9. Схема установки

Методика измерений

Оценить величину КРП в вакуумном диоде можно, если знать её влияние на ход вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода. Поэтому для нахождения контактной разности потенциалов U_K требуется снять ВАХ вакуумного диода $I_A = f(U_A)$, где U_A — истинное напряжение между анодом и катодом, которое складывается из напряжения, измеряемого непосредственно вольтметром U_V , и контактной разности потенциалов U_K :

$$U_A = U_V + U_K. \quad (1)$$

В области задерживающего анодного напряжения $U_A < 0$ зависимость анодного тока от этого напряжения имеет вид [3]:

$$I_A = I_0 \cdot \exp\left(\frac{eU_A}{kT}\right), \quad (2)$$

где I_0 — ток эмиссии катода, то есть сила тока при нулевом напряжении между катодом и анодом $U_A = 0$; T — температура накала катода; U_A — отрицательное анодное напряжение; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана.

Используя (1), выражение (2) может быть переписано в следующем виде:

$$I_A = I_0 \cdot \exp\left(\frac{e(U_V + U_K)}{kT}\right). \quad (3)$$

Из выражения (3) видно, что наличие КРП вызывает сдвиг вольт-амперной характеристики по оси абсцисс. Величина этого сдвига зависит от знака и от величины КРП. На рис. 10 изображены вольт-амперные характеристики вакуумного диода для случаев: $U_K = 0$ и $U_K < 0$. В точке A экспоненциальная кривая переходит в прямую, переход осуществляется достаточно плавно, так как полностью исключить влияние объёмного заряда у поверхности катода практически трудно.

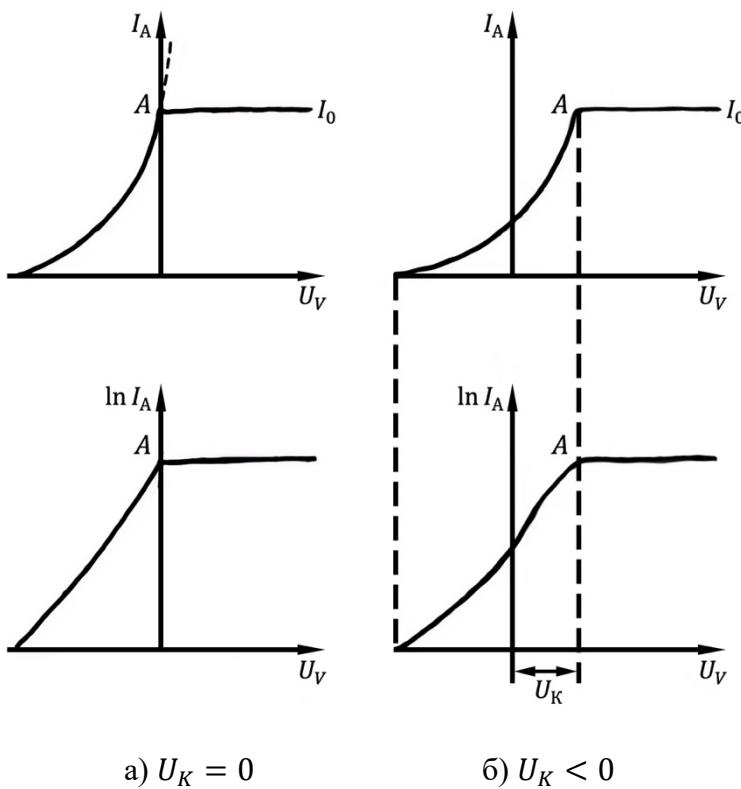


Рисунок 10. Вольт-амперные характеристики вакуумного диода при $U_K = 0$ и $U_K > 0$

Сказанное выше 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 (из (1)):

$$U_K = -U_V \text{ при } U_A = 0. \quad (4)$$

Для определения КРП необходимо знать координаты точки A на вольт-амперной характеристике.

Для более точного определения координат следует воспользоваться логарифмической зависимостью $\ln I_A = f(U_A)$:

$$\ln I_A = \ln I_0 + \frac{eU_A}{kT},$$

так как натуральный логарифм экспоненты есть прямая линия, то зависимость $\ln I_A = f(U_A)$ претерпевает в точке A более резкий излом, чем зависимость $I_A = f(U_A)$.

На рис. 10б. абсцисса точки A определяется точкой пересечения различных участков характеристики. Ордината точки A даёт логарифм тока эмиссии катода. Тангенс угла наклона прямой обратно пропорционален температуре катода

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{kT} . \quad (5)$$

Зная $\operatorname{tg} \alpha$, можно найти температуру:

$$T = \frac{e}{k \cdot \operatorname{tg} \alpha} . \quad (6)$$

Коэффициент наклона графика:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta(\ln I_A)}{\Delta U_A} = \frac{\Delta(\ln I_A)}{\Delta U_V} , \quad (7)$$

где значок Δ означает приращение соответствующей величины. При переходе к последнему равенству учтено, что $\Delta U_A = \Delta U_V$. Это следует из (1), так как контактная разность потенциалов остаётся постоянной при изменении U_A и U_V . Из (7) следует, что для нахождения $\operatorname{tg} \alpha$ вместо графика $\ln I_A = f(U_A)$ можно пользоваться графиком $\ln I_A = f(U_V)$. Вид этого графика показан на рис. 11.

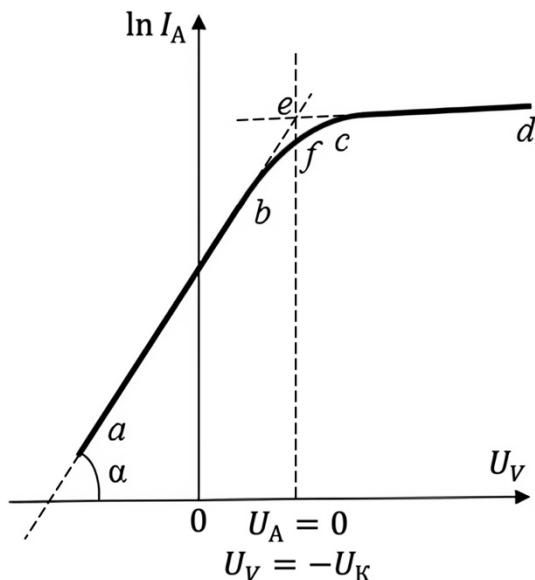


Рисунок 11. График зависимости $\ln I_A = f(U_V)$.

На этом рисунке прямолинейный участок ab соответствует тормозящему полю, прямолинейный участок cd соответствует режиму насыщения, где рост тока почти прекращается. Переход от ab к cd происходит плавно (линия bfc). Для определения точки $U_A = 0$ надо экстраполировать прямые ab и cd до точки их пересечения (точка e на рис. 11). По этой точке находим $U_K = -U_V$. На рис. 11 $U_K < 0$. Это соответствует тому, что обычно анод приобретает отрицательный потенциал относительно катода за счёт контактной разности потенциалов.

Описанный выше метод определения U_K является классическим, однако неудобным для применения на практике. Дело в том, что область ab соответствует сравнительно малым значениям U_V (ориентировочно в интервале от 0,2 до 1 В), а область cd — большим значениям U_V (ориентировочно в интервале 10-20 В). Если их чертить на одном листе, то нужен большой лист миллиметровки. Поэтому ниже изложен другой метод определения U_K , основанный на применении аналитической геометрии и на вычерчивании прямых ab и cd на разных листах миллиметровки.

Так как линии ab и cd аппроксимируются прямыми, то запишем их уравнения в виде $y_1 = a_1x + b_1$ для ab и $y_2 = a_2x + b_2$ для cd , где $y = \ln I_A$, $x = U_V$, $a = \operatorname{tg} \alpha$. Так как в точке пересечения этих прямых $y_1 = y_2$, то получаем уравнение для определения значения x в этой точке:

$$a_1x + b_1 = a_2x + b_2 . \quad (8)$$

Из (8) находим

$$x = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} . \quad (9)$$

Величины a_1 и a_2 находятся по формуле (7). Способ нахождения величин b_1 и b_2 будет изложен в пункте «Обработка результатов измерений».

Порядок проведения измерений

1. Тумблер блока питания 20/12 поставить в положение 20 В. Регуляторы напряжения на блоках питания 6,3 В и 20 В установить в крайнее левое положение.
2. Подключить вольтметр и амперметр к гнёздам нити накала катода и блока питания 6,3 В (рис. 6).
3. Подключить мультиметр 1 в режиме вольтметра к гнёздам лампы, а мультиметр 2 в режиме амперметра к гнезду лампы и гнезду блока питания 20 В (рис. 6).
4. Соединить анод лампы с блоком питания 20 В.
5. Включить блоки питания кнопкой «ВКЛ» на выключателе «СЕТЬ».
6. Использовать следующие значения напряжения U_H накала лампы блока питания 6,3 В: $U_H = 3; 3,5; 4; 4,5$ В. Установить наименьшее из заданных значений U_H .
7. Снять зависимость анодного тока I_A от напряжения U_V для заданных значений U_H . Результаты измерений занести в табл. 1. Обратите

внимание, что для разных участков ВАХ (*ab* и *cd*) требуется переключать предел измерения мультиметра 2.

8. Отключить стенд выключателем «СЕТЬ».
9. Подписать у преподавателя результаты измерений.
10. Сдать установку дежурному лаборанту.

Таблица 1

№ измерения	$U_H = 3$ В		$U_H = 3,5$ В		$U_H = 4$ В		$U_H = 4,5$ В	
	U_V , В	I_A , мкА	U_V , В	I_A , мкА	U_V , В	I_A , мкА	U_V , В	I_A , мкА
1								
⋮								
20								

Обработка результатов измерений

1. По данным табл. 1 вычислите $\ln I_A$ и заполните табл. 2.
2. Для начальных участков ВАХ построить на листе миллиметровки графики зависимости логарифма анодного тока от напряжения $\ln I_A = f(U_V)$ для всех значений напряжения накала лампы U_H (прямые *ab* на рис. 8). При нахождении $\ln I_A$ значения I_A брать все время в одинаковых единицах (удобнее в мкА). Провести прямые, аппроксимирующие начальные участки ВАХ.
3. По формуле (7) найти значения $a_1 = \operatorname{tg} \alpha_1$, а по формуле (6) — температуру T .
4. Построения, аналогичные п.1 провести для участка насыщения ВАХ (прямые *cd* на рис. 8).
5. По формуле (7) найти значения $a_2 = \operatorname{tg} \alpha_2$.
6. Для определения величин b_1 и b_2 удобно поступить следующим образом. Выбрать на графике $\ln I_A = f(U_V)$ произвольную точку U_V и по аппроксимирующей прямой найти соответствующее ей значение $\ln I_A (U_V)$. Точка U_V выбирается из соображений удобства нахождения $\ln I_A (U_V)$. Тогда, как это следует из уравнения аппроксимирующей прямой,

$$b = \ln I_A (U_V) - U_V \cdot \operatorname{tg} \alpha . \quad (10)$$

7. Далее по формуле (9) находим значение U_V , соответствующее точке пересечения прямых ab и cd и значение контактной разности потенциалов $U_K = -U_V$ (рис. 8).

8. Построить график зависимости контактной разности потенциалов U_K от температуры T .

Таблица 2

№ измерения	$U_H = 3 \text{ В}$...	$U_H = 4,5 \text{ В}$		
	$U_V, \text{ В}$	$I_A, \text{ мкА}$	$\ln I_A$...	$U_V, \text{ В}$	$I_A, \text{ мкА}$	$\ln I_A$
1				...			
:				...			
20				...			

Контрольные вопросы

1. Распределение Ферми-Дирака. Энергия Ферми. Анализ графика функции Ферми-Дирака при $T = 0 \text{ К}$ и $T > 0 \text{ К}$.
2. Что такое работа выхода электрона из металла?
3. Что называется контактной разностью потенциалов? Объясните причины образования контактной разности потенциалов. Нарисуйте потенциальные ямы двух металлов с разными работами выхода при их контакте.
4. В чем состоит явление термоэлектронной эмиссии?
5. Какие участки вольтамперной характеристики вакуумного диода используются в данной работе для определения контактной разности потенциалов и температуры?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики: книга 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пос. для вузов / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1998.
2. Методические указания для проведения лабораторных работ. Комплект учебно-лабораторного оборудования «Квантовая оптика». ООО «Зарница», 2022.
3. Епифанов Г. И. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа, 1977. – 288 с.