

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Вакуумная и плазменная электроника

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направления
210100.62 – Электроника и наноэлектроника

2013

Аксенов, Александр Иванович

Исследование термоэлектронной эмиссии = Вакуумная и плазменная электроника: методические указания к лабораторной работе для студентов направления 210100.62 – Электроника и наноэлектроника / А.И. Аксенов; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2013. - 21 с.

Целью работы является экспериментальное исследование зависимости тока эмиссии от температуры катода и напряженности электрического поля, применение метода прямых Ричардсона и Шоттки для измерения констант термоэмиссии в отсутствие и при наличии нормального к эмиттирующей поверхности внешнего электрического поля.

В ходе выполнения работы у студентов формируется способность осуществлять сбор и анализ исходных данных для расчета и проектирования электронных приборов, схем и устройств различного функционального назначения (ПК-9); способность аргументировано выбирать и реализовывать на практике эффективную методику экспериментального исследования параметров и характеристик приборов, схем, устройств и установок электроники и наноэлектроники различного функционального назначения (ПК-20).

Пособие предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению 210100.62 – Электроника и наноэлектроника по курсу «Вакуумная и плазменная электроника».

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав.кафедрой ЭП
_____ С.М. Шандаров
«__» _____ 2013 г.

Вакуумная и плазменная электроника

ИЗМЕРЕНИЕ КОНТАКТНОЙ РАЗНОСТИ ПОТЕНЦИАЛОВ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направления 210100.62 – Электроника и наноэлектроника

Разработчик

канд. техн. наук, доц. каф.ЭП
_____ А.И. Аксенов
_____ 2013 г

2013

СОДЕРЖАНИЕ

1 Введение	5
2 Теоретическая часть	5
2.1 Природа сил, удерживающих электроны в твердом теле	5
2.2 Уравнение термоэлектронной эмиссии металлов	7
2.3 Метод прямой Ричардсона	9
2.4 Влияние внешнего ускоряющего электрического поля на термоэлектронную эмиссию металлов. Эффект Шоттки	10
2.5 Методика измерений	12
2.6. Контрольные вопросы	15
3 Экспериментальная часть	16
3.1 Задание	16
3.2 Схема для снятия вольтамперных характеристик диода и определение тока эмиссии	17
3.3 Порядок выполнения работы	19
3.4 Содержание отчета	19
Рекомендуемая литература	19

1 Введение

Целью работы является экспериментальное исследование зависимости тока эмиссии от температуры катода и напряженности электрического поля, применение метода прямых Ричардсона и Шоттки для измерения констант термоэмиссии в отсутствие и при наличии нормального к эмиттирующей поверхности внешнего электрического поля.

Термоэлектронной эмиссией называется явление выхода (эмиссии) электронов из нагретых тел. Это явление широко используется в вакуумных и газонаполненных электронных приборах, в промышленных и исследовательских установках с использованием электронных и ионных пучков.

Первоначально для изготовления катодов использовали чистые металлы (главным образом вольфрам). В настоящее время вольфрамовые катоды применяются лишь в некоторых типах приборов. На смену им пришли более эффективные пленочные и полупроводниковые катоды, однако физические процессы в этих катодах сложнее, чем в металлах. В связи с этим целесообразно исследовать термоэлектронную эмиссию из металлического катода, а затем перейти к изучению эмиссии из сложных катодов.

В каждом кубическом метре металла содержится около 10^{29} свободных электронов, находящихся в хаотическом движении и, следовательно, непрерывно подходящих к границе металла. И все же, из холодного металла практически нет эмиссии электронов. Объясняется это тем, что на электроны, стремящиеся покинуть металл, действуют силы, препятствующие их вылету.

В ходе выполнения работы у студентов формируется способность осуществлять сбор и анализ исходных данных для расчета и проектирования электронных приборов, схем и устройств различного функционального назначения (ПК-9); способность аргументировано выбирать и реализовывать на практике эффективную методику экспериментального исследования параметров и характеристик приборов, схем, устройств и установок электроники и нанoeлектроники различного функционального назначения (ПК-20).

2 Теоретическая часть

2.1 Природа сил, удерживающих электроны в твердом теле

На электроны, выходящие из металла, действует на границе металл-вакуум тормозящая электрическая сила, величина которой зависит от расстояния между электроном и поверхностью металла. На достаточно больших расстояниях x от катода она может рассматриваться как сила зеркального отображения и в соответствии с законом Кулона определяется из соотношения

$$F_{30} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2}, \quad (2.1)$$

где e - заряд электрона;

x - расстояние от поверхности катода до точки, в которой находится электрон;

ε_0 - диэлектрическая постоянная вакуума.

Эта формула справедлива, однако, лишь при расстояниях x , заметно превышающих межатомные расстояния в металле, когда его поверхность можно считать однородной.

На расстоянии порядка постоянной кристаллической решетки d закон изменения силы должен быть иным. Электроны проводимости металла даже при нулевой температуре в соответствии с принципом Паули обладают энергией хаотического (но не теплового) движения порядка 10эВ . Суммарное давление электронной подсистемы металла на его поверхность огромно (10^8 Па). Под действием этого давления электроны как бы вытесняются из геометрических границ металлического образца. Таким образом, над граничным слоем узлов кристаллической решетки образуется тончайший, порядка постоянной решетки, слой электронов. Непосредственно под поверхностью металлов возникает положительно заряженный слой. Другими словами, на границе металла образуется двойной электрический слой толщиной d . Шоттки предложил рассматривать его как плоский конденсатор с расстоянием d между обкладками. В этом случае напряженность электрического поля в интервале расстояний от нуля до d может считаться постоянной. Делая предположение о непрерывности силы F при выходе из двойного слоя Шоттки, получим выражение для этой силы в пределах двойного слоя в виде:

$$F_{oc} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4d^2}. \quad (2.2)$$

На рис. 2.1 а представлена зависимость силы F от расстояния x над поверхностью металла (кривая 1).

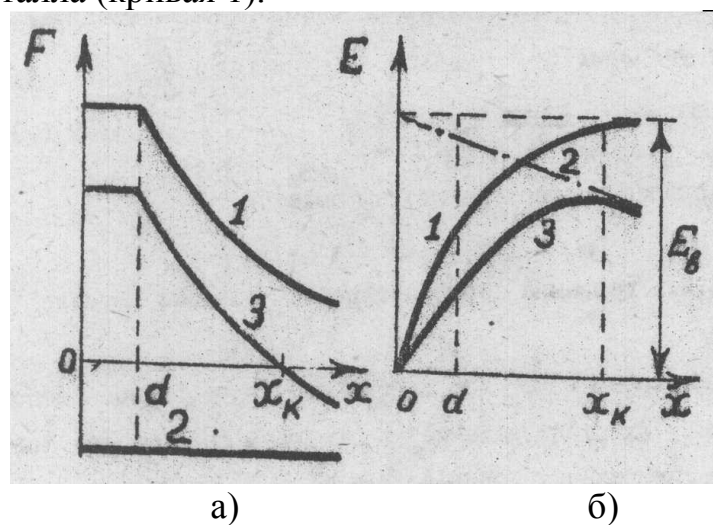


Рисунок 2.1 - Зависимость силы и энергии связи электрона от расстояния над поверхностью металла

Работа, которую должен совершить электрон, чтобы удалиться на некоторое расстояние x от поверхности металла, равна

$$E = \int_0^x F dx. \quad (2.3)$$

График этой работы или, что тоже самое, изменение потенциальной энергии электрона при удалении от поверхности металла, показано кривой 1 (см. рис. 2.1 б). Теоретически электрон оказывается свободным только при удалении от поверхности на бесконечно большое расстояние, где сила убывает до нуля. Работа, которую электрон должен при этом совершать, называется полной работой выхода. Она находится так:

$$E_B = \int_0^{\infty} F dx. \quad (2.4)$$

Величина E_B характеризует полную высоту потенциального барьера на границе твердого тела и называется полной работой выхода.

Преодолеть потенциальный барьер на границе твердого тела смогут лишь те электроны, у которых скорость \mathcal{G}_x в направлении оси x , перпендикулярной к поверхности металла, удовлетворяет условию:

$$\frac{m\mathcal{G}_x^2}{2} \geq E_B. \quad (2.5)$$

Эти электроны и составляют ток эмиссии.

2.2 Уравнение термоэлектронной эмиссии металлов

Электроны в металле пребывают в непрерывном беспорядочном движении. Их распределение по энергиям описывается полной функцией распределения Ферми-Дирака:

$$dn(E) = \frac{4\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \frac{E^{\frac{1}{2}} dE}{e^{\frac{E-E_F}{KT}} + 1}, \quad (2.6)$$

где E - энергия электронов; $dn(E)$ - концентрация электронов металла с энергиями в пределах от E до $E + dE$; m - масса электрона; T - температура; K - постоянная Больцмана; h - постоянная Планка; E_F - энергия Ферми.

Распределение электронов по энергиям в металле при $T = 0K$ показано на рис.2.2 (кривая 1). При $T = 0K$ наибольшая энергия электронов в металле равна E_F .

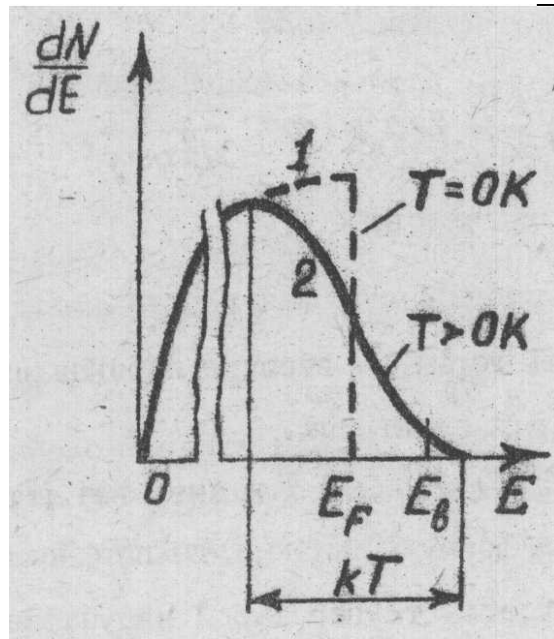


Рисунок 2.2 - Распределение электронов по энергиям

Из рисунка видно, что при $T = 0K$ ни один из электронов металла не имеет энергии, достаточной для совершения работы выхода.

Распределение электронов по энергиям при $T > 0K$ показано кривой 2 (см. рис.2.2). эта кривая свидетельствует о том, что при этой температуре в металле имеются электроны с энергиями $E > E_B$. Среди этой последней группы электронов имеются, очевидно, и такие электроны, у которых скорость в направлении оси x , перпендикулярной к поверхности металла, такова, что для них

$$E_x \geq E_B, \quad E_x = \frac{m v_x^2}{2}.$$

Расчет плотности термоэлектронного тока j с поверхности металла приводит к следующему выражению:

$$j = \frac{4\pi e m K^2}{h^3} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{E_B - E_F}{kT}} \quad (2.7)$$

или

$$j = A_0 T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (2.8)$$

где $A_0 = \frac{4\pi e m K^2}{h^3} = 120,4 \cdot 10^4 \frac{A}{m^2 \cdot \text{град}^2}$ - константа, одинаковая для всех металлов; $e\varphi = E_B - E_F$ - термодинамическая работа выхода, определяемая расстоянием от уровня Ферми до вершины потенциального барьера; e - заряд электрона.

Соотношения (2.7) и (2.8) называются формулой Ричардсона-Дешмана. Из этой формулы видно, что плотность термоэлектронного тока определяется температурой излучающей поверхности и работой выхода. Так как обе эти

величины стоят в показателе экспоненты, то зависимость тока от них оказывается очень сильной. Так, повышение температуры вольфрамового катода с $1000K$ до $2500K$ вызывает увеличение тока эмиссии примерно в 10^{16} раз. Уменьшение работы выхода на $3эВ$ вызывает увеличение плотности тока при $T=1000K$ примерно в 10^{14} раз. Предэкспоненциальный множитель в (2.7) называют константой Ричардсона. Как следует из выражения (2.8), константа Ричардсона не должна зависеть от природы металла. В действительности же у разных металлов она различна, что связано с различной степенью прозрачности D их потенциальных барьеров для потенциальных волн, преломляющихся при вылете электронов из металла в вакуум.

С учетом сказанного

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (2.9)$$

где \bar{D} - среднее значение коэффициента прозрачности барьера для вылетающих электронов, $A = A_0 D$.

Следует отметить, что входящие в уравнение (2.8) константы A и $e\varphi$ нельзя точно рассчитать на основе физических соотношений и поэтому они определяются экспериментально. Одним из методов их определения является метод прямой Ричардсона.

2.3 Метод прямой Ричардсона

Если уравнение (2.8) поделить на T^2 и затем прологарифмировать левую и правую части уравнения, то получится выражение

$$\ln \frac{j}{T^2} = \ln A + \frac{e\varphi}{K} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.10)$$

Это выражение показывает, что зависимость

$$\ln \frac{j}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.11)$$

должна графически изображаться прямой, как это показано на рис.2.3. Эта прямая называется прямой Ричардсона.

Отрезок, отсекаемый на оси ординат, представляет собой $\ln A$, а угол наклона к оси абсцисс зависит от работы выхода:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln \frac{j_1}{T_1^2} - \ln \frac{j_2}{T_2^2}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{e\varphi}{K}, \quad (2.12)$$

где T_1 и T_2 любые две температуры на интервале температур, в котором проводится исследование зависимости (2.11).

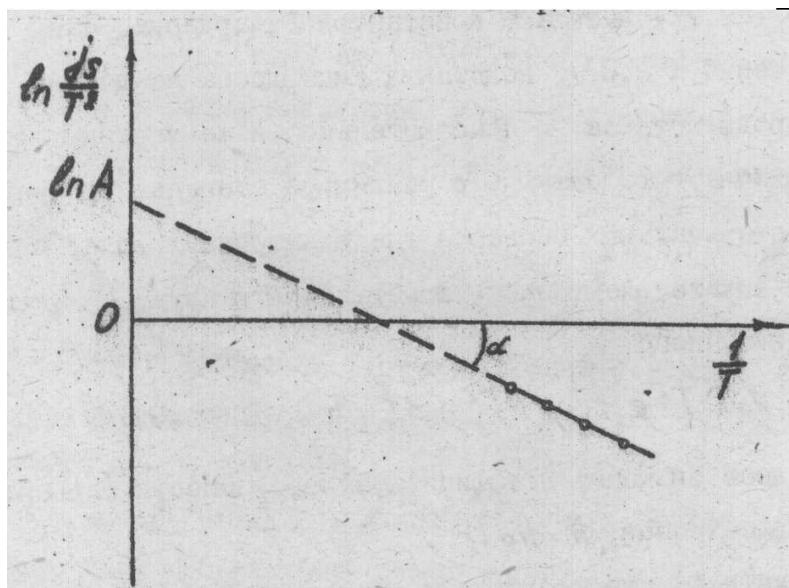


Рисунок 2.3 - Прямая Ричардсона

Таким образом, построение прямой Ричардсона позволяет определить константы термоэлектронной эмиссии катода A и $e\varphi$. Термодинамическая работа выхода $e\varphi$, измеряемая в электрон-вольтах, связана с потенциалом выхода φ , измеряемым в вольтах, соотношением

$$e\varphi = K \operatorname{tg} \alpha \quad ,$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона.

Поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e\varphi}{K} = 11600\varphi; \quad \varphi = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{11600}. \quad (2.13)$$

2.4 Влияние внешнего ускоряющего электрического поля на термоэлектронную эмиссию металлов. Эффект Шоттки

Выше указывалось, что на выходящий из металла электрон действует сила F , препятствующая его выходу (кривая 1, см. рис.2.1 а). Работа, совершенная электроном против силы F , определяет потенциальный барьер на границе металла (кривая 1, см. рис.2.1 б).

Если около поверхности катода имеется внешнее ускоряющее однородное электрическое поле с напряженностью ε , то оно действует на электрон, покидающий катод, с силой $F = e\varepsilon$. Эта сила изображена прямой 2 (см. рис.2.1 а).

Тогда результирующая сила, действующая на электрон, $F_{\text{эр}}$ представляется кривой 3 (см. рис.2.1 а). В результате потенциальный барьер меняет форму и снижается на величину ΔE (кривая 3 см. рис.2.1 б).

Действительно, внешнее поле, действуя на электрон с постоянной силой $F = e\varepsilon$, уменьшает на величину $e\varepsilon_x$ совершаемую электроном работу при перемещении его на расстояние x от катода. Построив прямую 2, имеющую ординаты $e\varepsilon_x$ и вычитая ее ординаты из ординат кривой 1, получим кривую 3 потенциального барьера при наличии максимума на некотором расстоянии x_k от катода. Это значит, что при $x = x_k$ сила зеркального отображения равна силе ускоряющего поля:

$$\frac{I}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x_k^2} = e\varepsilon. \quad (2.14)$$

Отсюда координаты вершины потенциального барьера

$$x_k = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{e}{\pi\varepsilon_0\varepsilon}}. \quad (2.15)$$

За точкой x_k преобладает ускоряющая сила внешнего поля.

Полная работа выхода в отсутствии электрического поля, как было показано выше, находится из соотношения (2.4). Работа выхода при наличии электрического поля может быть выведена как

$$E = \int_0^{x_k} F_{\text{эп}} dx. \quad (2.16)$$

Тогда

$$\Delta E = E_B - E = \int_0^{\infty} F dx - \int_0^{x_k} F dx + \int_0^{\infty} e\varepsilon dx = \int_{x_k}^{\infty} F dx + \int_0^{x_k} e\varepsilon dx. \quad (2.17)$$

Подставляя в (2.17) значение силы зеркального отображения (2.1) и, после интегрирования, значение x_k из (2.15), получим

$$\Delta E = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{e^3\varepsilon}{\pi\varepsilon_0}}. \quad (2.18)$$

Воспользовавшись уравнением Ричардсона-Дешмана (2.7), можно найти плотность тока эмиссии при наличии внешнего ускоряющего поля, если подставить в него вместо $e\varphi$ новую работу выхода $e\varphi - \Delta E$:

$$j_{\text{эп}} = j_0 e^{\frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3\varepsilon}{\pi\varepsilon_0}}}, \quad (2.19)$$

где $j_{\text{эп}}$ - плотность тока при наличии поля; j_0 - плотность тока эмиссии при отсутствии поля, рассчитываемая по уравнению Ричардсона-Дешмана. Это уравнение является выражением «закона Шоттки».

Прологарифмировав выражение (2.19), получим:

$$\ln j_{\text{эп}} = \ln j_0 + B\sqrt{\varepsilon}, \quad (2.20)$$

где $B = \frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_0}}$

Таким образом, построение зависимости логарифма плотности тока эмиссии катода от $\sqrt{\epsilon}$ должно дать прямую линию, изображенную на рис. 2.4, отсекающую на вертикальной оси $\ln j_0$ и идущую под углом β к горизонтальной оси,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\ln j_{\text{эп}} - e \ln j_{\text{эп}}}{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}} = B = \frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_0}}. \quad (2.21)$$

Эта прямая называется прямой Шоттки.

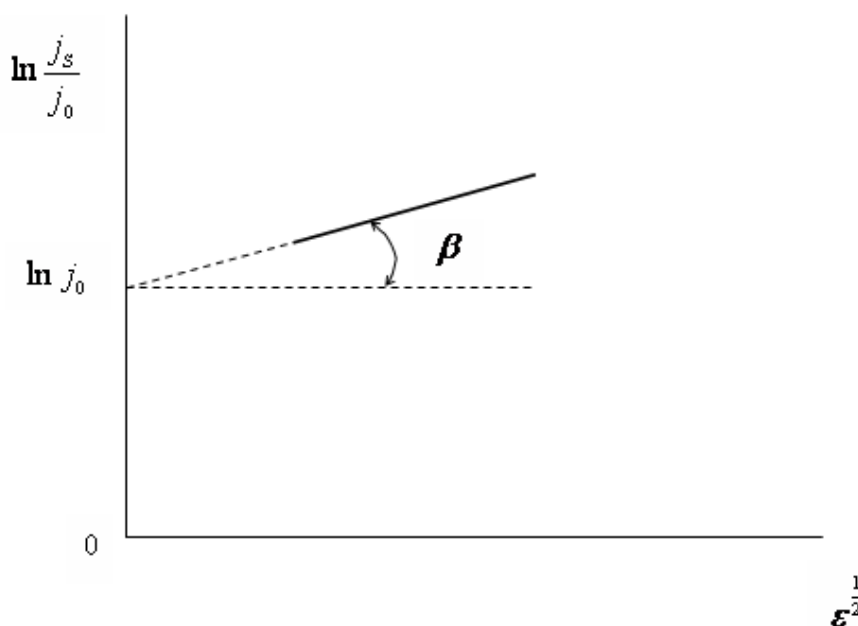


Рисунок 2.4 - Прямая Шоттки

Определение экспериментальным путем угла наклона прямой Шоттки позволяет рассчитать температуру катода.

Следует отметить, что при выводе закона Шоттки не учитывалось сужение потенциального барьера, которое имеет место при наличии внешнего ускоряющего поля. При сильных электрических полях ширина потенциального барьера становится настолько малой, что ток эмиссии возрастает за счет просачивания электронов сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект).

Это ограничивает предел применимости закона Шоттки при больших напряженностях электрического поля.

2.5 Методика измерений

Для построения прямой Ричардсона надо экспериментальным путем определить плотность тока эмиссии при нескольких температурах катода из

исследуемого металла. При этом встречается ряд трудностей при измерении как плотности тока эмиссии, так и температуры катода.

Температура катода может быть измерена с помощью оптического пирометра. При этом надо учитывать, что реальный катод представляет собой не абсолютно черное, а серое тело, и вводить поправочный коэффициент в данные пирометрирования.

Температура катода может быть определена расчетным путем по изменению электрического сопротивления катода с изменением его температуры. Неточность этого метода состоит в том, что температурный коэффициент α в уравнении

$$R_T = R_0(1 + \alpha T) \quad (2.22)$$

строго говоря, не является постоянным коэффициентом, а изменяется с температурой.

Кроме того, концы катода всегда имеют температуру более низкую, чем средняя часть из-за охлаждения вводами. Следовательно, рассчитывается средняя температура катода, заниженная по сравнению с температурой средней рабочей части.

В данной работе температура катода определяется по графику зависимости температуры катода от удельной мощности, подводимой к нити накала.

Удельная мощность рассчитывается по формуле

$$P = \frac{I_n U_n}{\pi l d}, \quad (2.23)$$

где P - удельная мощность, Вт; I_n - ток накала, А; U_n - напряжение накала, В; l - длина катода, м; d - диаметр катода, м.

Вторым методом, по которому в данной работе можно косвенным путем определить температуру нити накала, является метод единичного катода. Его физическая сущность аналогична методу «удельной мощности», однако, расчеты несколько упрощены.

Единичным катодом называется металлический катод, однородный по составу и физическим свойствам, диаметром в 1 см и длиной в 1 см. Параметры такого излучателя для различных металлов просчитаны и сведены в таблицы. Просчитана, в том числе, и зависимость температуры от тока накала единичного катода $T_k = f(I'_H)$.

Температуру катода в работе можно определить, если ток накала катода пересчитать на ток накала единичного катода по формуле:

$$I'_H = \frac{I_H}{\frac{3}{d_k^2}}, \quad (2.24)$$

где I'_H - ток накала единичного катода, А; I_H - ток накала исследуемого катода, А; d - диаметр исследуемого катода, см.

T_k находим по графику $T_k = f(I'_H)$ (приложение 1).

Плотность тока эмиссии можно определить путем измерения тока на анод, окружающий исследуемый катод, и деления этого тока на величину поверхности катода. При этом надо иметь ввиду, что ток эмиссии зависит от поданного на анод напряжения U_a , как это показано на рис.2.5.

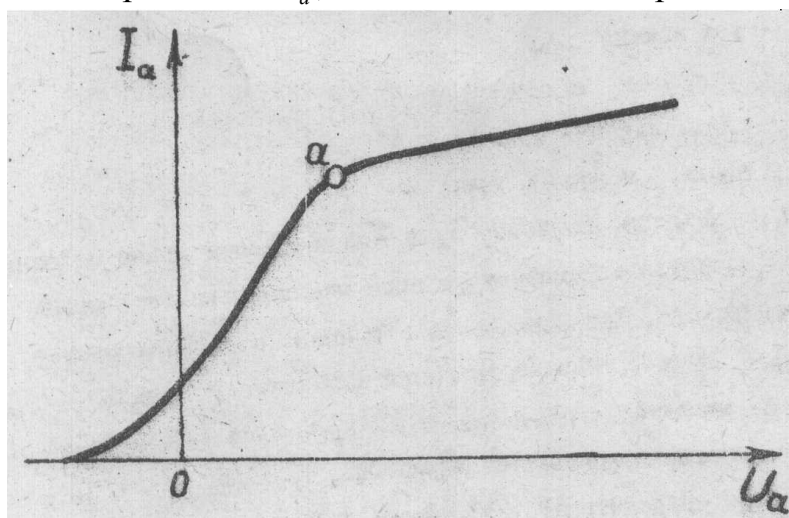


Рисунок 2.5 - Зависимость тока от напряжения на аноде

Участок кривой $0a$, соответствующий малым анодным напряжениям, характерен тем, что на анод приходят не все эмиттируемые катодом электроны, а только часть их, тем большая, чем больше U_a . Точка «a» (при данной температуре катода T) характерна тем, что все эмиттируемые катодом электроны попадают на анод, т.е. анодный ток I_a равен току эмиссии катода. При изменении температуры катода меняется положение точки «a». Вправо от точки лежит участок «насыщения», где ток мало меняется при увеличении U_a . Возрастание тока на этом участке вызвано увеличением эмиссии катода под действием появляющегося около катода при больших U_a положительного электрического поля (эффект Шоттки).

Таким образом, для определения тока эмиссии I_e надо определить анодный ток, соответствующий точке перегиба «a» вольтамперной характеристики вакуумного диода.

Некоторая трудность определения плотности тока эмиссии возникает в связи с тем, что площадь катода S , фактически эмиттирующая электроны, оказывается неопределенной из-за охлаждения концов нити. Эта трудность устраняется, если анодом окружить только равномерно нагретую часть нити, а по краям катода расположить охранные кольца 3, как это показано на рис. 2.6.

Анодное напряжение подается как на анод, так и на кольца, благодаря чему электрическое поле в пространстве катод – анод оказывается по длине нити однородным. При этом на анод течет электронный поток со средней части нити. Измеряя ток на аноде и деля его на площадь поверхности катода, заключенной внутри анода, можно определить плотность тока эмиссии катода.

В следствие малых диаметров катода и анода, насыщение вольтамперной характеристики обычно наступает в диапазоне $10V$ анодного напряжения.

Поэтому для точного нахождения точки перегиба характеристики измерения следует проводить, изменяя анодное напряжение с интервалами $0,5 - 1B$.

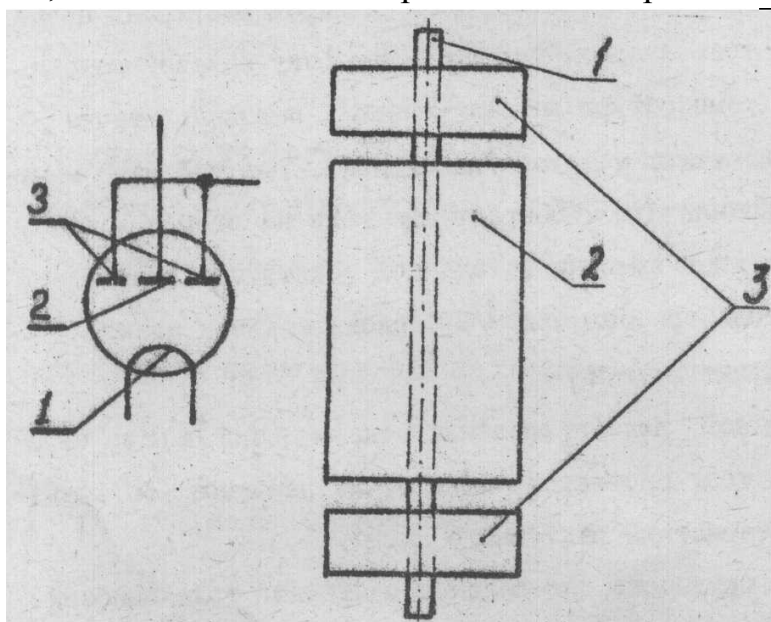


Рис. 2.6. Устройство экспериментального диода.
1 - катод, 2 – анод, 3 – охранные кольца

Относительно измерения тока вакуумного диода при больших напряжениях на аноде, когда имеет место эффект Шоттки, необходимо сделать следующие замечания. В диоде с коаксиальными электродами, который используется в настоящей работе, электрическое поле у катода не является постоянным, как предполагалось при выводе уравнения Шоттки, а убывает от катода к аноду. Напряженность электрического поля в точке, отстоящей на расстоянии r от оси цилиндра, находится из соотношения:

$$\varepsilon = \frac{U \ln r}{r \ln \frac{r_K}{r_a}}, \quad (2.25)$$

где U - напряжение между электродами; r_K - радиус катода; r_a - радиус анода.

Однако если учесть, что расстояние x_K , определяющее положение вершины потенциального барьера при действии внешнего поля, мало (порядка нескольких постоянных решетки) и напряженность поля на нем можно считать постоянной, то полученное выражение для эффекта Шоттки может быть использовано и в случае неравномерного поля, которое имеется между коаксиальными цилиндрами.

2.6. Контрольные вопросы

1. Каково происхождение силы зеркального отображения, действующей на электрон над поверхностью металла?

2. Какова природа возникновения двойного электрического слоя Шоттки непосредственно над поверхностью металла?
3. Дать разъяснение понятию полной или внешней работы выхода из металла.
4. Какова форма потенциального барьера на границе металл – вакуум?
5. По какому закону распределены электроны металла по энергиям?
6. Записать и объяснить уравнение Ричардсона–Дешмана для плотности тока термоэлектронной эмиссии металлов.
7. Какие факторы определяют величину тока эмиссии металлического катода?
8. Как измерить температуру катода и каковы возможные причины погрешностей измерения?
9. Как измерить ток эмиссии катода?
10. Какая площадь катода и почему берется в расчет при определении плотности тока эмиссии?
11. Как зависит плотность тока термоэлектронной эмиссии от напряженности внешнего электрического поля?
12. Как зависит наклон прямой Шоттки от температуры катода?
13. Как определяется напряженность электрического поля у поверхности катода в коаксиальном диоде?

3 Экспериментальная часть

3.1 Задание

3.1.1 Выписать из справочника паспортные данные, необходимые размеры и составить эскиз активной части электродов исследуемого диода .

3.1.2 Составить и собрать схему для снятия характеристик исследуемого диода

3.1.3 Снять вольтамперные характеристики исследуемого диода при четырех-пяти значениях тока накала. Результаты эксперимента занести в табл.3.1.

Таблица 3.1 - Экспериментальное определение зависимости

$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$	
$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$	
U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA

3.1.4 Построить семейство вольтамперных характеристик. По точкам перегиба характеристик найти токи эмиссии. Рассчитать плотность тока эмиссии.

3.1.5 Рассчитать температуру катода для каждого значения тока эмиссии.

3.1.6 Построить прямую Ричардсона и определить константы A и $e\phi$.

3.1.7 Для токов, больших тока эмиссии, рассчитать напряженность электрического поля ε у катода при различных (не менее трех) напряжениях анода. Данные по пп. 3.1.4, 3.1.5 и 3.1.7 занести в табл.3.2.

Таблица 3.2 - Обработка результатов эксперимента

$P_H, Вт$	$I_H, А$	$j_0, \frac{А}{м^2}$	$\varepsilon, \frac{кВ}{м}$	$\sqrt{\varepsilon}, \left(\frac{В}{м}\right)^{\frac{1}{2}}$	$j_{ЭН}, \frac{А}{м^2}$	$T_{расч}, К$	$T_{эксн}, К$

3.1.8 Построить прямые Шоттки для разных мощностей накала.

3.1.9 По наклону прямых Шоттки вычислить температуру катода при разных мощностях накала. Сравнить ее с температурой, определенной по п.3.1.5. данные занести в табл.3.2

3.1.10 Построить график зависимости $j = f(T)$.

3.2 Схема для снятия вольтамперных характеристик диода и определение тока эмиссии

Схема для снятия вольтамперных характеристик диода и определения тока эмиссии приведена на рис.3.1. Регулируемое напряжение накала подается на катод исследуемого диода и ток накала измеряется амперметром $PA2$. Напряжение на анод, исследуемого диода, подается от регулируемого выпрямителя и регулируется вольтметром $PV1$. В анодную цепь лампы включен многопредельный токовый прибор $PA1$. Охранные кольца присоединены к выпрямителю, минуя измерительный прибор. Выбор диапазона регулирования анодного напряжения осуществляется переключателем $S4$. Исследуемые диоды включаются в схему тумблерами $S1 - S3$.

Схема для исследования термоэмиссии

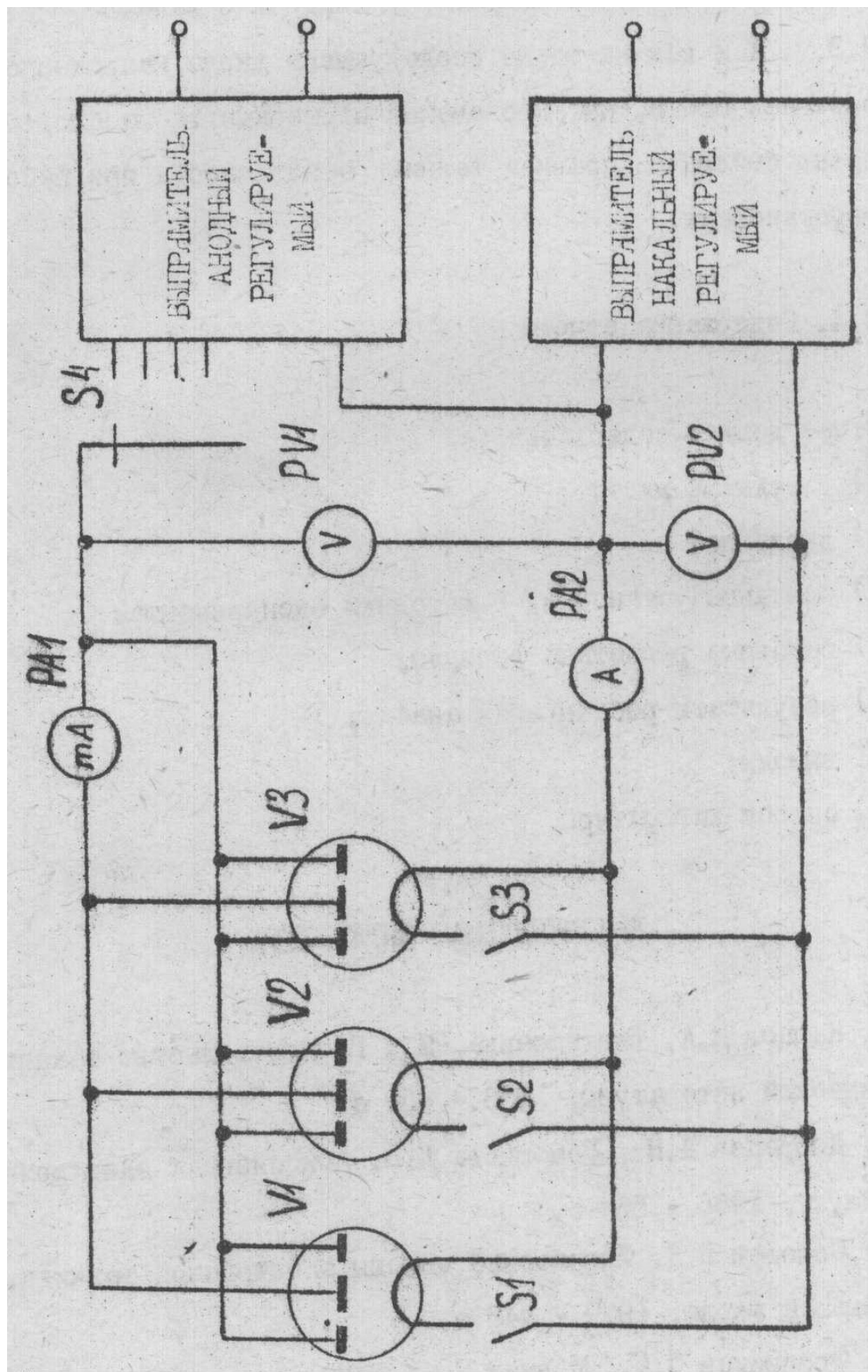


Рисунок 3.1

3.3 Порядок выполнения работы

3.3.1. Перед началом работы преподаватель проверяет подготовленность студентов к заданиям. С заданием и теорией по этой работе студенты знакомятся заранее.

3.3.2. После ознакомления со схемой лабораторного стенда студенты составляют план проведения экспериментальных исследований.

3.3.3. Перед началом эксперимента необходимо оценить пределы изменения измеряемых величин и установить соответствующие шкалы на приборах.

3.3.4. Включать стенд можно только после проверки преподавателем готовности бригады к работе.

3.3.5. При снятии характеристик необходимо следить, чтобы токи и напряжения не превышали предельно допустимых значений, приведенных в паспортных данных каждого диода.

3.3.6. Категорически запрещается производить смену исследуемого диода без снятия напряжений анода и накала.

3.3.7. Так как на аноде исследуемого диода напряжение может достигать $600V$, при проведении эксперимента необходимо, безусловно, соблюдать правила безопасности при работе на электроустановках.

3.4 Содержание отчета

Отчет должен содержать:

- 1) титульный лист;
- 2) введение;
- 3) описание установки; методики эксперимента;
- 4) основные расчетные формулы;
- 5) результаты работы и их анализ;
- 6) выводы (ПК-9, ПК-20);
- 7) список литературы.

Рекомендуемая литература

1. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
2. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
3. Капцов Н.А. Электроника. – М.: Госиздательство техникотеоретической литературы, 1956. – 467 с.
4. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.

Приложение

**Постоянные в выражении для потенциала зажигания самостоятельного
разряда U_3**

$$U_3 = \frac{B \cdot Pd}{A \cdot Pd} \cdot \frac{1}{C}$$

где

$$C = \ell \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma \end{pmatrix}$$

Газ	$A, \text{ м}^{-1}$	$B, \frac{1}{\text{мм рт. ст.}}$	γ
Воздух	1460	$3,65 \cdot 10^4$	0,02
Азот	1240	$3,42 \cdot 10^4$	-
Вода	1290	$2,89 \cdot 10^4$	-
Аргон	1360	$2,35 \cdot 10^4$	0,10

Примечание. $\text{мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Па}$

Учебное пособие

Аксенов А.И.

Исследование термоэлектронной эмиссии

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

Усл. печ. л. _____. Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40