

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Нижегородский государственный университет им.
Н.И.Лобачевского»

В.Н.Мануилов, В.Г.Павельев

Исследование влияния пространственного заряда на прохождение тока в диоде

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета
для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению подготовки
010800 «Радиофизика»

Нижний Новгород, 2007

УДК 621.380
ББК 3 85
М23

М23. Мануилов В.Н., Павельев В.Г. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ДИОДЕ: Учебно-методическое пособие. - Нижний Новгород: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2007. - 23 с.

Рецензент канд. физ.-мат. наук, зав. лаб. ИПФ РАН В.Е. Запевалов

В настоящем пособии изложены методические указания по выполнению лабораторной работы общего радиотехнического практикума по курсу физической электроники. В описании рассмотрены основные режимы работы диода, включая элементарную теорию режима ограничения пространственным зарядом и температурного ограничения эмиссии. Даны необходимые сведения из теории твердого тела, объясняющие появление потенциального барьера на границе металл-вакуум. Рассмотрено влияние эффекта Шоттки на вольт-амперную характеристику диода. Проанализировано влияние неэквипотенциальности катода на вольтамперную характеристику. Экспериментальное задание по лабораторной работе позволяет на простой экспериментальной установке измерить вольтамперную характеристику диода и наглядно продемонстрировать разные режимы работы диода, включая действие эффекта Шоттки. Результаты измерений позволяют также построить прямую Ричардсона и на ее основе рассчитать эффективную работу выхода катода.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов старших курсов естественно-научных и технических высших учебных заведений, начинающих изучать теорию электронной эмиссии и мощные электронные приборы СВЧ, и может быть использовано школьниками старших классов, занимающихся научной работой в рамках НОУ.

© Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 2007.

Введение

После изобретения в 1946 г. транзистора электроника разделилась на два направления - полупроводниковую и вакуумную. Полупроводники несомненно лидируют в тех областях, где нужны малые мощности приборов (вычислительная техника, маломощные, в том числе бытовые, радиотехнические устройства и т.д.). Вакуумные приборы прочно удерживают свои позиции там, где средние мощности излучения превышают 1 кВт (телевизионные передатчики, спутниковые системы связи, технологические СВЧ печи для получения композитных материалов, дальняя и сверхточная радиолокация, военные применения). Как правило, в таких устройствах в качестве активной излучающей среды используются интенсивные электронные потоки, процессы в которых существенно зависят от собственного кулоновского поля пучка. Простейшим примером такого рода системы является вакуумный диод. В то же время основные закономерности поведения электронного пучка в диоде служат основой для разработки большого класса используемых в электронике СВЧ устройств: мощных усилительных триодов и тетродов, систем транспортировки мощных электронных пучков, электронных пушек для усилителей и генераторов СВЧ излучения на черенковском, переходном, магнитотормозном механизмах излучения и т.д.

Полная теория диода должна давать возможность найти распределения потенциала, пространственного заряда между катодом и анодом и вольтамперную характеристику (зависимость анодного тока от анодного напряжения). Однако даже для диода с плоской симметрией, плоского диода (рис.1), точная теория, учитывающая распределение скоростей вылетающих из катода электронов, оказывается довольно громоздкой. Вместе с тем упрощенную теорию, достаточно точно представляющую процессы в реальных устройствах можно построить без большого труда. Такая упрощенная теория плоского диода излагается ниже.

1. Основные режимы работы диода

Пусть поперечные размеры анода и катода $L_y, L_z \gg d$ - расстояния между катодом и анодом. Тогда зависимостью всех величин от y, z можно пренебречь и считать, что потенциал, электрическое поле, скорость и т.д. зависят только от координаты x , отсчитываемой от катода к аноду (рис.1). Будем полагать далее потенциал катода равным нулю, а потенциал анода U_a фиксированным: $U_a = \text{const} > 0$. Рассмотрим, как будет меняться

распределение потенциала и ток через диод при изменении температуры катода T .

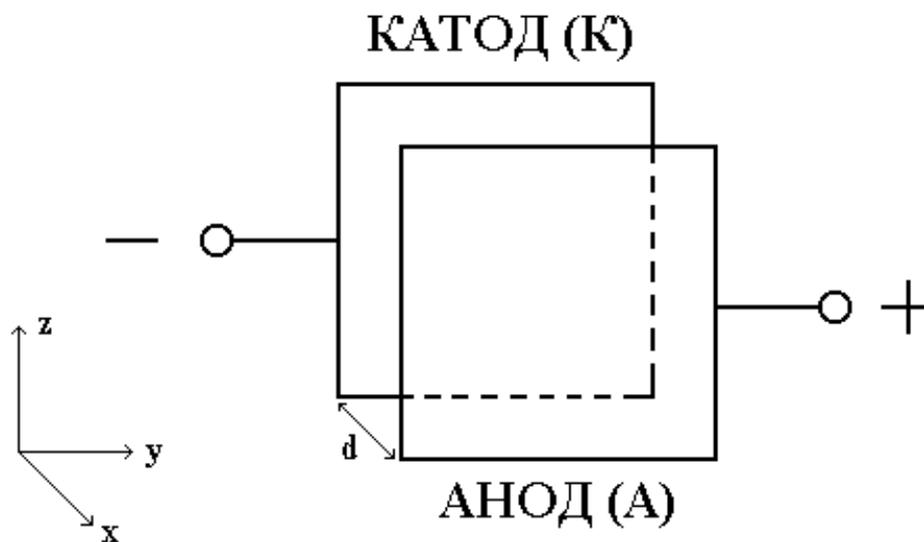


Рис.1. Плоский диод.

Предположим для простоты, что эмиссионная способность катода может неограниченно расти при увеличении T , а электроны выходят из катода с нулевой начальной скоростью $v_0 = 0$.

Пусть сначала $T=0$. Тогда, очевидно, электроны из катода выходить не будут, и диод представляет из себя обычный плоский конденсатор.

Поэтому $U(x) = U_a \frac{x}{d}$ - линейная функция (рис.2). Увеличим теперь

температуру катода до T_1 . Тогда из катода, вследствие явления термоэлектронной эмиссии, начнут выходить электроны, и появится электронный ток. Если T_1 невелико, то пространственный заряд в диоде и его поле E_ρ малы, поэтому и электрическое поле $E_x = E$ для электрона на всем промежутке катод-анод остается ускоряющим. В результате все электроны, вышедшие из катода, доходят до анода. Такой режим работы диода называется **режимом насыщения** или **режимом температурного ограничения эмиссии**, поскольку в этом случае ток через диод полностью определяется температурой катода.

Рассмотрим, как изменится распределение потенциала при $T=T_1$. По принципу суперпозиции полное поле в диоде представляется как сумма полей, создаваемых поверхностными зарядами на электродах и объемными зарядами электронов с плотностью ρ ,двигающихся от катода к аноду. Выделим из потока электронов плоский слой толщиной dx (рис.3).

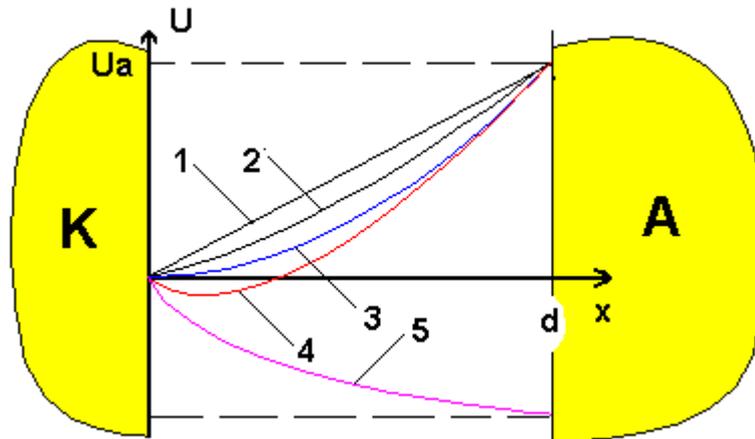


Рис.2. Распределение потенциала в плоском диоде при различной температуре катода T : 1 - $T=0$, 2 - $T=T_1$, 3 - $T=T_3$, 4 - $T=T_4$, 5 - случай $U_a < 0$.

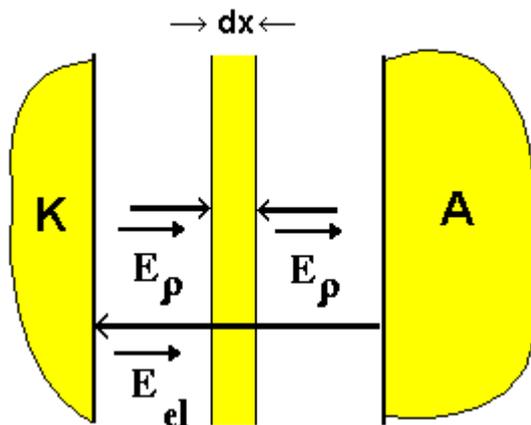


Рис.3. К расчету распределения поля и потенциала в диоде.

Т.к. электроны - отрицательно заряженные частицы, то собственное кулоновское поле слоя E_ρ направлено к слою. А поле зарядов на электродах E_{el} - от анода к катоду. В результате слева от слоя E_ρ и E_{el} направлены в противоположные стороны и вычитаются, а справа - в одну сторону и складываются. Поскольку полное поле $E = E_\rho + E_{el} = -grad U$, то легко понять, что при $T=T_1$ кривая распределения потенциала обращена выпуклостью к оси абсцисс. Т.е. она, находясь над осью абсцисс, начинает “провисать” (см. рис. 2). При увеличении T до T_2 величина $|\rho|$ растет и провисание увеличивается. Наконец, при некоторой $T=T_3$ наступает момент, когда кривая $U(x)$ касается оси x при $x=0$, т.е. поле на катоде $E_k = E(0) = 0$ ($E = -dU/dx$ в нашем случае). Пусть теперь мы

еще увеличиваем температуру до $T=T_4 > T_3$. Очевидно, величина $|\rho|$ еще более возрастет, и мы получим распределение потенциала с минимумом в прикатодной области. Однако, поскольку $v_0 = 0$, эмиттированные электроны не смогут преодолеть отрицательный минимум потенциала у катода и вернуться в катод, а поступление электронов в пространство катод - анод прекратится. В результате пространственный заряд у катода начнет рассасываться, а распределение $U(x)$ - подниматься, пока не достигнет положения соответствующего кривой 2, когда электрическое поле на катоде становится ускоряющим. После этого опять начинается выход электронов из катода, увеличится $|\rho|$ и кривая $U(x)$ опять опустится вниз, пока не образуется минимум потенциала и т.д. Очевидно, при $T=T_4 > T_3$ ни состояние описываемое кривой 2, ни состояние описываемое кривой 4 не могут быть устойчивыми. Поэтому в диоде устанавливается состояние с $E_k=0$ (кривая 3 на рис. 2). Таким образом, какую бы $T > T_3$ мы ни задавали, распределение поля, потенциала и пространственного заряда меняться не будут. Значит, не будет меняться и ток через диод. Т.е. при $T > T_3$ ток диода перестает зависеть от температуры катода и определяется только потенциалом анода U_a . Такой режим работы диода называется **режимом ограничения тока пространственным зарядом**.

В реальных системах, конечно, эмиттированные из катода электроны обладают некоторой начальной тепловой скоростью $v_0 \neq 0$. В результате этого режиму ограничения тока пространственным зарядом соответствует распределение $U(x)$ с минимумом потенциала в прикатодной области типа кривой 4 на рис.2. Т.к. средняя тепловая энергия электронов $\sim kT/e$, то очевидно, глубина минимума также будет $\sim kT/e$ (при большей глубине минимума преодолеть его сможет лишь очень малая часть электронов). При типичных температурах катода $T \leq 3000^\circ \text{K}$ $kT/e \approx 0.1-0.2 \text{ В}$. Соответственно, глубина минимума также составляет доли вольта, а расстояние точки минимума от катода $x_{min} \ll d$ (см. рис.2). Поэтому при анодных напряжениях в десятки и сотни вольт в упрощенной теории начальными скоростями можно пренебречь и заменить действительную кривую $U(x)$ на распределение, соответствующее $T=T_3$, при котором поле холодного (без электронного пучка) диода E_{k0} в точности компенсируется полем объемного заряда пучка E_ρ , так что $E_k = E_{k0} - E_\rho = -dU/dx = 0$ при $x=0$.

Для завершения качественного описания воль-амперной характеристики диода нам осталось рассмотреть режимы с $U_a < 0$. В этом случае между катодом и анодом возникает тормозящее поле с потенциальным барьером высотой $e|U_a|$ (см. рис.2). Если бы электроны не обладали начальными тепловыми скоростями, то они не смогли бы

преодолеть барьер, и ток анода был бы равен нулю. Но электроны при выходе из катода имеют максвелловское распределение скоростей v_x , простирающееся, в принципе, до сколь угодно больших величин v_x . Однако число таких электронов экспоненциально убывает с ростом их энергии W_T . До анода, очевидно, могут прийти лишь те частицы, у которых $W_T = mv_x^2/2 > eU_a$, поэтому анодный ток в этом случае будет экспоненциально убывающей функцией $|U_a|$ и, как правило, по крайней мере на 2-3 порядка меньше, чем при $U_a > 0$. Режим работы диода с $U_a < 0$ получил название **режима начальных токов**.

Таким образом, по мере изменения U_a от $-\infty$ до $+\infty$ диод последовательно проходит три режима: режим начальных токов, режим ограничения тока пространственным зарядом и, наконец, режим насыщения.

2. Теория режима ограничения тока пространственным зарядом.

Найдем зависимость анодного тока J_a от анодного напряжения U_a для плоского диода в стационарном режиме, когда все переходные процессы, возникающие при включении диода, уже завершены. Для этого надо решить полную систему уравнений, описывающих электронный пучок. В рассматриваемом нами одномерном случае она состоит из:

уравнения движения

$$\frac{dv}{dt} = -\eta E \quad (1)$$

($\eta = \frac{e}{m}$ - удельный заряд электрона)

уравнения, связывающего поле E и потенциал U

$$E = -\frac{dU}{dx} \quad (2)$$

уравнения Пуассона

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (3)$$

материального уравнения, связывающего плотности тока j и пространственного заряда ρ

$$j = \rho v \quad (4)$$

и уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} j = \frac{dj}{dx} = 0 \quad (5)$$

Для однозначного описания задачи к уравнениям (1)-(5) необходимо добавить еще граничные и начальные условия. В соответствии с рассмотренным выше качественным описанием режима ограничения тока пространственным зарядом они будут следующими:

$$U(0)=0, \quad (6)$$

$$U(d)=U_a, \quad (7)$$

$$\frac{dU}{dx}(0) = 0, \quad (8)$$

$$v(0) = 0. \quad (9)$$

Следует отметить, что граничное условие (8) записывается в таком виде *только для режима ограничения тока пространственным зарядом.*

Из уравнений (1)-(2) легко получить интеграл энергии в виде

$$v = \sqrt{2\eta U} .$$

Из (5) следует $j = \text{const} = -J_a/S_a$, (ток течет против оси x), где S_a - площадь анода. Тогда из (4) $\rho = j/v = -J_a/S_a \sqrt{2\eta U}$. Подставляя теперь ρ в (3) приводим уравнение Пуассона к виду

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{J_a}{\varepsilon_0 S_a \sqrt{2\eta U}}.$$

Обозначим

$$a = \frac{J_a}{\varepsilon_0 S_a \sqrt{2\eta}}.$$

Тогда наше уравнение приводится к виду

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{a}{\sqrt{U}}, \quad (10)$$

Умножим левую и правую часть (10) на $2 \frac{dU}{dx}$. Получим

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = 4a \frac{d}{dx} (\sqrt{U})$$

Интегрирование этого уравнения с учетом условий (6) и (8) дает

$$\left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = 4a\sqrt{U} \quad \text{или} \quad \frac{dU}{U^{1/4}} = 2\sqrt{a} \cdot dx$$

Повторное интегрирование с учетом (6) дает

$$\frac{4}{3} U_a^{3/4} = 2\sqrt{a} \cdot x. \quad (11)$$

Полагая в (11) $x=d$, из (7) находим

$$\frac{4}{3} U_a^{3/4} = 2\sqrt{a} \cdot d. \quad (12)$$

Поделим (11) на (12). Тогда после простых преобразований получаем распределение потенциала в диоде:

$$U(x) = U_a \left(\frac{x}{d} \right)^{4/3} . \quad (13)$$

Из последнего выражения легко получить распределение электрического поля в виде

$$E = -\frac{dU}{dx} = -\frac{4}{3} \frac{U_a}{d^{4/3}} x^{1/3} = -\frac{4}{3} \frac{U_a}{d} \left(\frac{x}{d} \right)^{1/3} = \frac{4}{3} E_0 \left(\frac{x}{d} \right)^{1/3} \quad (14)$$

E_0 - холодное поле в диоде. Из (14) следует, что уже при $x=d/64$ E достигает $E_0/3$, при $x \approx 0.4d$ $E \approx E_0$, а на аноде $E = 4/3 E_0$. Таким образом, наиболее сильное изменение поля по сравнению с распределением в холодном диоде происходит в узкой прикатодной области (см. рис.4), а вблизи анода, согласно (14) поле меняется относительно слабо по сравнению с холодным.

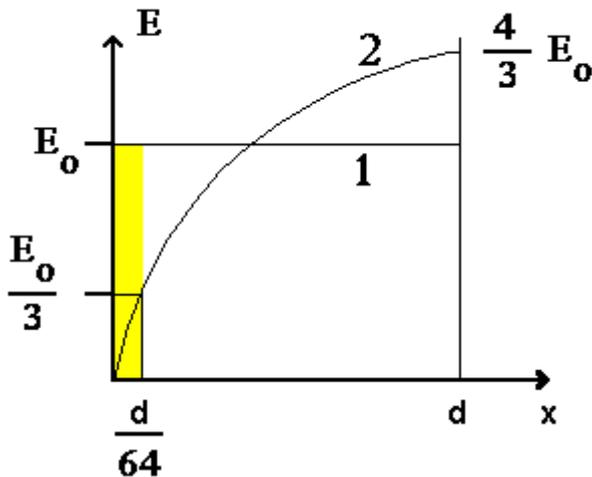


Рис.4. Распределение электрического поля в холодном диоде (1) и в режиме ограничения тока пространственным зарядом (2). Заштрихована область быстрого изменения поля.

Подставим теперь в (12) выражение для a . Тогда несложно получить, что ток в диоде

$$J_a = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2\eta} \cdot \frac{S_a}{d^2} U_a^{3/2} = P U_a^{3/2} . \quad (15)$$

Полученная формула носит название закона “трех вторых“. Величина P называется **первеансом** диода. Можно доказать, что в режиме ограничения тока пространственным зарядом закон “трех вторых“

справедлив для **любого** диода, только величина P для каждой геометрии диода - своя. В частности, для цилиндрического диода

$$J_a = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2\eta} \cdot \frac{S_a}{r_a^2 \beta^2(r_a/r_k)} U_a^{3/2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{\beta^2(r_a/r_k) r_a^2} U_a^{3/2}. \quad (16)$$

Здесь r_a, r_k - радиусы анода и катода соответственно, $\beta^2(r_a/r_k)$ - бета-функция Ленгмюра, ее график приведен, например в [1].

Следует отметить, что независимо от геометрии диодов (цилиндрический, сферический и т.д.) качественное поведение этих систем при изменении температуры катода должно быть сходным с плоским диодом, поскольку основное влияние на величину тока оказывает узкая прикатодная область, где скорости электронов малы, а плотность объемного заряда - велика. В этом случае кривизна катода слабо сказывается на распределении потенциала в **прикатодной** области.

3. Ток диода в режиме насыщения.

Остановимся несколько подробнее на режиме температурного ограничения эмиссии или иначе, режиме насыщения. В этом случае, как уже говорилось, все электроны, эмиттированные с катода, оказываются в ускоряющем поле и доходят до анода.

Как известно, внутри твердого тела энергетическое распределение электронов подчиняется закону Ферми-Дирака и в эмиссии могут принять участие только те частицы, которые преодолевают потенциальный барьер высотой W_a , возникающий на границе твердого тела с вакуумом. При малых напряженностях E на выходящий из твердого тела электрон последовательно действуют две возвращающие силы: на малых расстояниях x порядка нескольких ангстрем - сила дипольного слоя F_d , а на больших - сила зеркального изображения F_{im} . Сила F_d образуется полем положительных ионов решетки \oplus и вышедших ранее из твердого тела отрицательных электронов (рис.5а). Если же электрон отошел от поверхности на расстояние x много большее межатомного расстояния (практически это десятки ангстрем), то неоднородностью поверхности можно пренебречь и считать, что электрон находится над плоской поверхностью идеального проводника (рис.5б). Качественно график суммарного поля, действующего на электрон изображен на рис. 6, а соответствующий профиль потенциального барьера - на рис. 7. Тогда можно показать, что ток термоэмиссии

$$J_s = S_a A T^2 e^{-e\varphi/kT} \quad (17)$$

где A - эмиссионная константа, которая для металлов теоретически равна $120 \text{ A/cm}^2\text{град}$, $\varphi = W_a - W_F$ - эффективная работа выхода, W_F - энергия уровня Ферми (см. рис.7). Здесь J_s - в А, S_a - в см^2 , φ - в Вольтах, e - в кулонах.

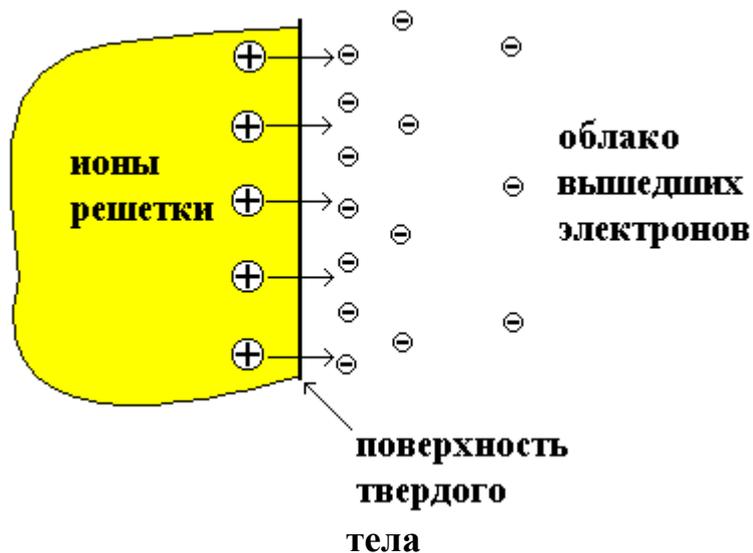


Рис.5а. Образование поля дипольного слоя на границе металла. Стрелками указано направление поля.

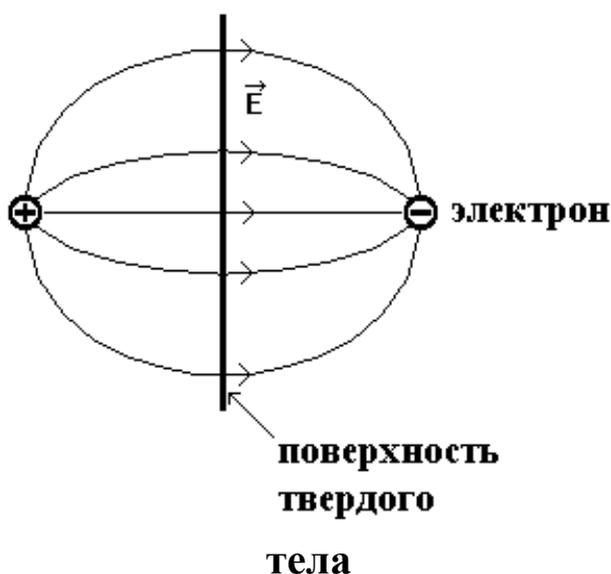


Рис.5б. Образование поля зеркального изображения.

Если прологарифмировать формулу (17), то после преобразования получается

$$\ln J_s - 2 \ln T = \ln(S_a \cdot A) - e\varphi/kT \quad (18)$$

Тогда, если менять температуру T и измерять анодный ток J_s , то, откладывая по осям $\ln J_s - 2 \ln T$ и $1/T$ мы получим так называемую прямую Ричардсона, по наклону которой определяется ϕ .

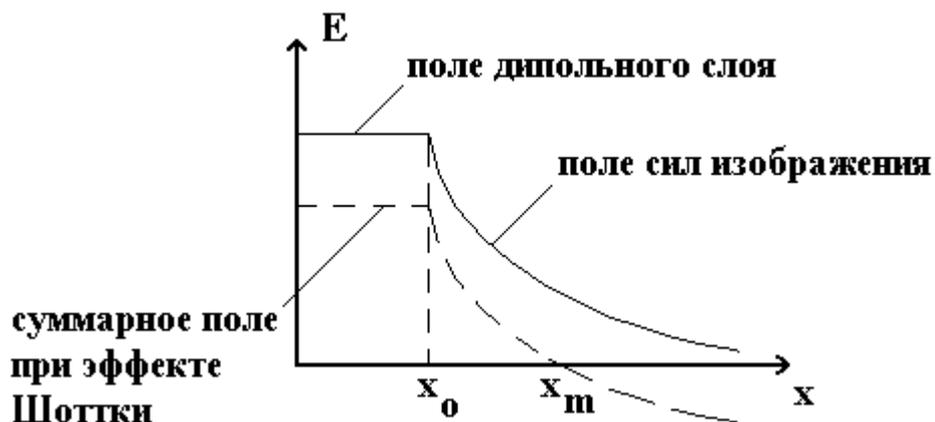


Рис.6. Распределение суммарного электрического поля, действующего на выходящий из твердого тела электрон.

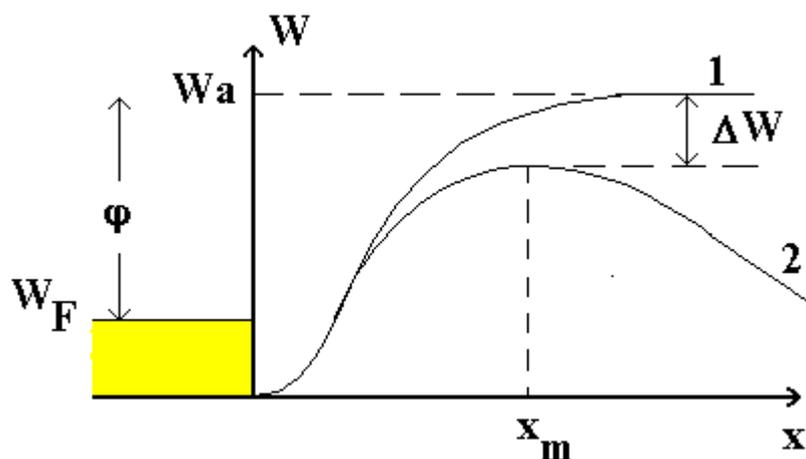


Рис.7. Профиль потенциального барьера на границе твердого тела в случае слабого (1) и сильного (2) электрических полей на катоде.

Для вычисления температуры используемого ниже вольфрамового катода можно воспользоваться таблицей Ленгмюра (см. Приложение), позволяющей по току накала J_H найти T , если известны геометрические размеры катода.

Формула (17) справедлива при относительно малых величинах напряженности поля на катоде $E_k \ll E_{sh} \approx 10^5$ В/м. Если же $E_k \geq E_{sh}$, то помимо двух указанных выше сил F_d и F_{im} , на величину и профиль

потенциального барьера начинает оказывать влияние и существующее в прикатодной области электрическое поле электродов - проявляется так называемый **эффект Шоттки**. Поскольку E_k ускоряет электроны, то соответствующая сила eE_k направлена против $(F_d + F_{im})$, и **полная** сила, действующая на электрон будет зависеть от x так, как указано на рис. 6 пунктиром. Соответственно, высота потенциального барьера уменьшится, а сам он примет форму, изображенную на рис.7 (кривая 2).

В этом случае для получения правильной величины тока термоэмиссии значение J_s из (17) необходимо домножить на поправочный коэффициент, который в СИ принимает вид :

$$e^{(e^{3/2} E^{1/2} / kT)} = e^{(43,9 E^{1/2} / T)}$$

Соответственно, при достаточно больших U_a в режиме насыщения должен наблюдаться медленный рост тока как функции анодного напряжения.

Проведенное выше рассмотрение токопрохождения через диод позволяет нарисовать вольт-амперную характеристику диода. Ее качественный вид изображен на рис.8.

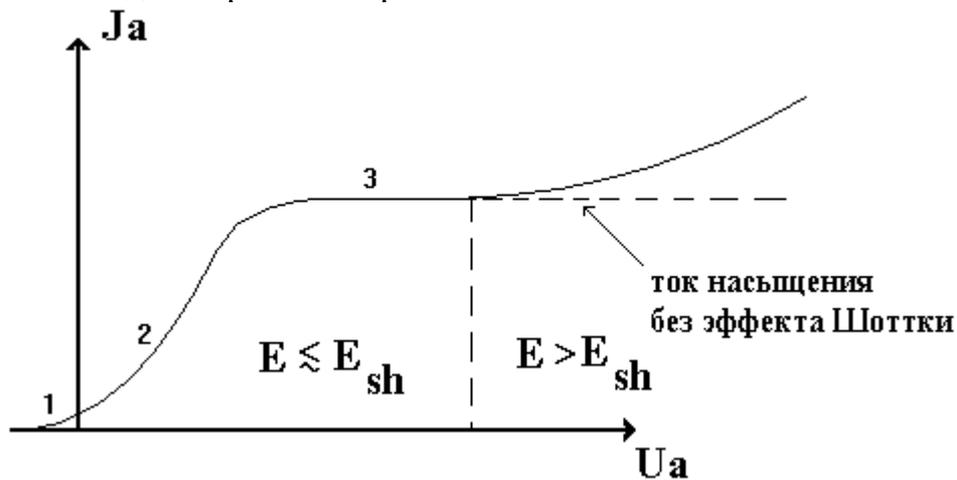


Рис.8. Вольт-амперная характеристика диода. 1 - режим начальных токов, 2 - режим ограничения тока пространственным зарядом, 3 - режим температурного ограничения эмиссии.

4. Теория диода с прямонакальным катодом.

До сих пор мы говорили о диоде с эквипотенциальным катодом. В этом случае для нагрева катода используется отдельный подогреватель (типа спирали в электрической плитке). Более простой способ нагрева катода - использование катода прямого накала, когда его нагрев

осуществляется протекающим по нему током. В этом случае, очевидно, катод становится неэквипотенциальным и вычисление вольтамперной характеристики усложняется.

Если разбить диод на отдельные части - элементарные диоды, то для каждого из них будет свое анодное напряжение. Распределение напряжения будет зависеть от того, где находится общая точка анодной цепи и цепи накала. На рис. 9 это распределение представлено для трех различных случаев подключения цепи накала к анодной цепи. При достаточно больших анодных напряжениях падение напряжения вдоль катода не будет иметь значения, т.к. все элементарные диоды будут находиться в режиме насыщения, где сила тока не зависит от U_a . Но при уменьшении анодного напряжения они друг за другом будут переходить в режим ограничения тока пространственным зарядом, и общую сумму тока в диоде нужно вычислять, учитывая различие их анодных напряжений.

Напишем формулы (15) и (16) в виде

$$J_a = kU_a^{3/2}. \quad (19)$$

И будем далее считать форму эквипотенциальных поверхностей по-прежнему близкой

Пусть минус анодной батареи присоединен к минусу цепи накала. Для элементарного диода длины dx (направление x вдоль катода) формула (19) дает:

$$dJ_a = k_1 dx \left(U_a - U_f \frac{x}{l} \right)^{3/2}, \quad (20)$$

Где $k_l = k/l$, l - длина катода (его рабочей части). Если $U_a > U_f$, ни один из элементарных диодов не "заперт", и полный анодный ток будет

$$J_a = \int_0^l k_1 \left(U_a - U_f \frac{x}{l} \right)^{3/2} dx = \frac{2}{5} \frac{k_1 l}{U_f} [U_a^{5/2} - (U_a - U_f)^{5/2}] \quad (21)$$

или

$$J_a = \frac{2}{5} \frac{k}{U_f} \cdot U_f^{5/2} \left[\left(\frac{U_a}{U_f} \right)^{5/2} - \left(\frac{U_a}{U_f} - 1 \right)^{5/2} \right] \quad (22)$$

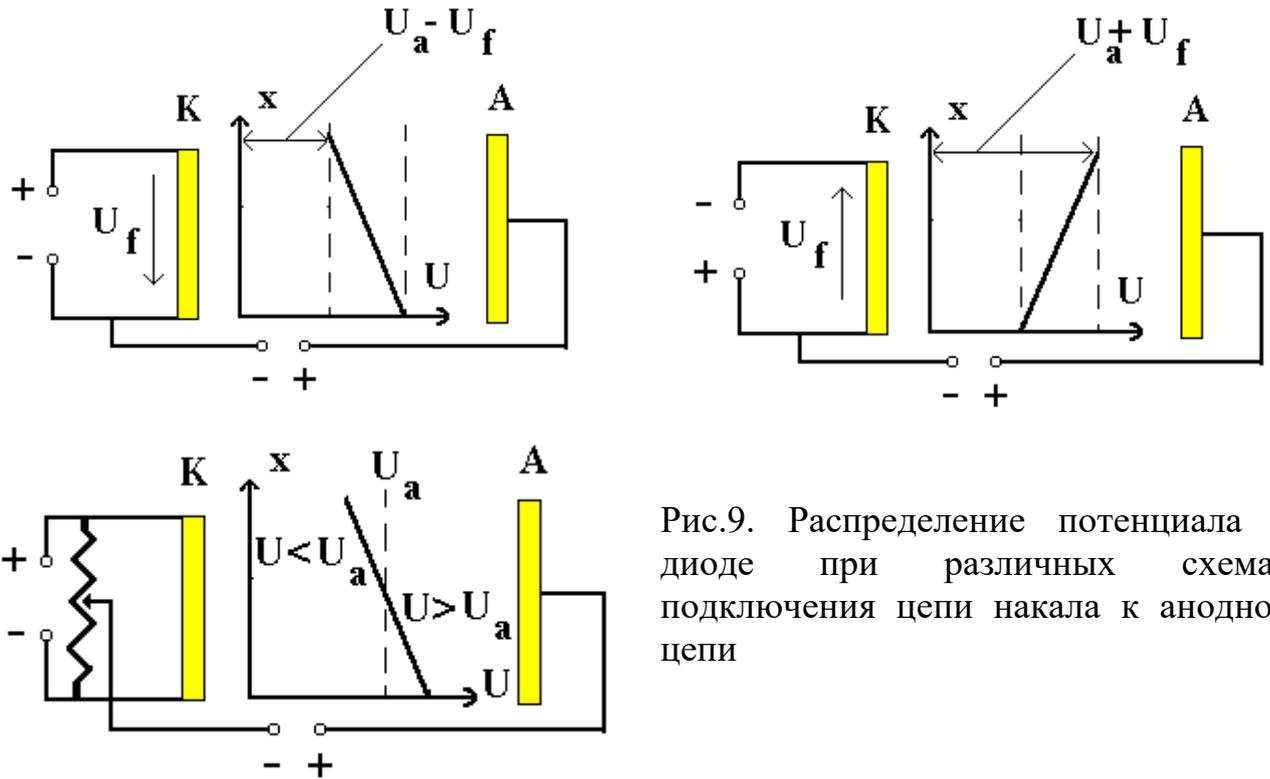


Рис.9. Распределение потенциала в диоде при различных схемах подключения цепи накала к анодной цепи

Если $U_f > U_a$, то начиная с элементарного диода, для которого анодное напряжение

$$U'_a = U_a - \frac{x_0}{l} = 0, \quad x_0 = U_a \frac{l}{U_f},$$

все последующие диоды будут заперты, ибо их анодное напряжение будет отрицательно (малыми токами в области начальных токов мы с полным правом пренебрегаем).

Значит полный анодный ток будет

$$J_a = \int_0^{x_0} k_1 \left(U_a - U_f \frac{x}{l} \right)^{3/2} dx = \frac{2}{5} k_1 l \frac{U_a^{5/2}}{U_f} = \frac{2}{5} k U_f^{3/2} \left(\frac{U_a}{U_f} \right)^{5/2} \quad (23)$$

Если мы через $F(U_a/U_f)$ обозначим функцию отношения U_a/U_f , которая при $U_a < U_f$ равна $(U_a/U_f)^{5/2}$, а при $U_a > U_f$ равна $(U_a/U_f)^{5/2} - (U_a/U_f - 1)^{5/2}$, то обе формулы (22) и (23) можно записать в общем виде :

$$J_a = \frac{2}{5} k U_f^{3/2} F \left(\frac{U_a}{U_f} \right). \quad (24)$$

Можно составить таблицу значений функции $F(U_a/U_f)$. Она имеет вид:

U_a/U_f	0.25	0.5	0.75	1.0	1.5	2	2.5	3
$F(U_a/U_f)$	0.03	0.177	0.414	1.0	2.57	4.65	7.13	9.94
U_a/U_f	4	5	6	8	10	15	20	40
$F(U_a/U_f)$	16.5	24.1	32.5	53	77	138	211	622

Оценим ошибку, которую мы делаем, если при $U_a > U_f$, будем применять к катоду прямого накала формулу эквипотенциального катода

$$J_a = J_{a0} = kU_a^{3/2}.$$

Разлагая (22) в ряд, и ограничиваясь членом с U_a/U_f в первой степени получим

$$J_a \approx J_{a0} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{U_f}{U_a}\right)$$

Аналогичным образом можно показать, что, если **минус анодной батареи подключен к плюсу цепи накала,**

$$J_a \approx J_{a0} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{U_f}{U_a}\right)$$

Наконец, если бы мы могли подключить анодную цепь к точке "0", как это показано на рис. 10а, то в обеих половинах нити эффект неэквипотенциальности имел бы противоположный знак и в значительной степени скомпенсировался бы. В этом случае

$$J_a \approx J_{a0} \left(1 + \frac{3}{64} \frac{U_f}{U_a}\right)$$

Разумеется, наша лампа не имеет вывода от средней точки катода. Но можно создать вне лампы искусственную среднюю точку на сопротивлении, подключенном параллельно катоду, пользуясь схемой рис.10б. Если катод - однородная по сечению эквитемпературная нить, то средняя точка как раз будет находиться посередине сопротивления. При

включении лампы по схеме рис.10б можно с довольно хорошим приближением пользоваться формулами для эквипотенциального катода.

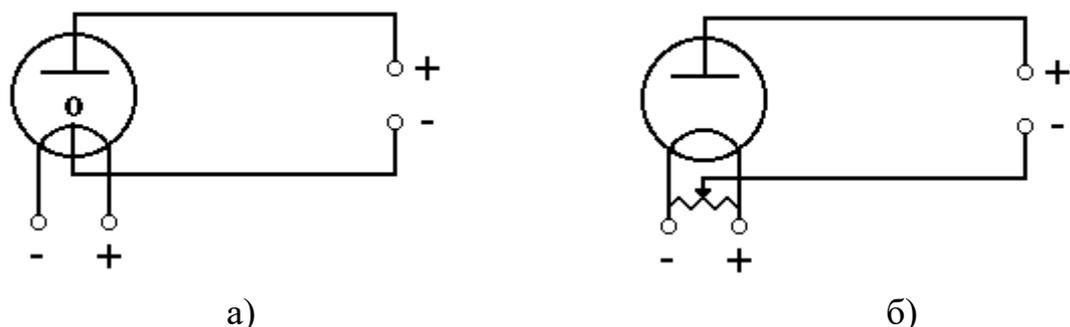


Рис.10. Включение диода по схеме со средней точкой.

Приложение. Таблица Ленгмюра.

При практических расчетах температуры T вольфрамового катода по току накала J_H удобно пользоваться таблицей, составленной Ленгмюром.

Обратите внимание, что в таблице дана зависимость T от J'_H ($A/cm^{3/2}$) - приведенного тока накала для проволочного вольфрамового катода, длина которого 1 см и диаметр 1см. Для того чтобы от табличных данных перейти к катоду, длина которого l и диаметр d , надо воспользоваться соотношением

$$J_H = J'_H d^{3/2}. \quad (25)$$

Последнее выводится из условия, что мощность рассеиваемая с 1 см^2 при одинаковых рабочих температурах остается постоянной:

$$\frac{W}{\pi dl} = \frac{J_H^2 R}{\pi dl} = \frac{J_H^2 \rho \frac{4l}{\pi d^2}}{\pi dl} = \frac{J_H^2 4\rho}{\pi^2 d^3} = \frac{(J'_H)^2 4\rho}{\pi^2}$$

откуда и следует (25).

Температура нити из чистого вольфрама диаметром 1 см.

J'_H	662.2	747.3	836	927.4	1022	1119	1217	1319
T	1600	1700	1800	1900	2000	2100	2200	2300

J'_H	1422	1526	1632	1741	1849	1961	2072	
T	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000	

Конструкция диода

Для исследования законов прохождения электронного тока через диод используется цилиндрический треханодный диод, изображенный схематически на рис. 11.

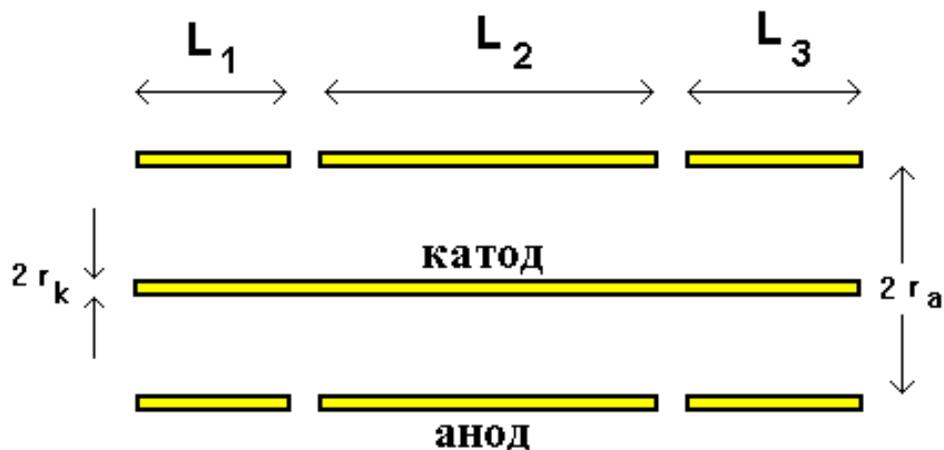


Рис.11. Геометрия цилиндрического диода. $2r_k=0.1$ мм, $2r_a=8$ мм, $L_1=L_3=15$ мм, $L_2=5$ мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов В.И. Электроника, ч.1, 2.М.: 1960.
2. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. Наука. М.:1966.
3. Жеребцов И.И. Электроника. Энергоатомиздат. М.: 1990.
4. Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп. Энергия. 1967.
5. Электроника : Энцикл. словарь/ Гл. ред. В.Г.Колесников. М. : Сов. энцикл., 1991. 688с.

Контрольные вопросы

1. В каких режимах может работать диод. Чем они отличаются?
2. Вывести формулу для распределения потенциала $U(r)$ в цилиндрическом (сферическом) диоде при температуре катода $T=0$. Нарисовать график зависимости потенциала от радиуса.
3. Что будет происходить с графиком $U(r)$ по мере увеличения температуры катода T .
4. Нарисовать вольт-амперные характеристики диода для трех различных схем включения в одной координатной системе. Сравнить графики. При каких потенциалах наиболее существенны отличия в графиках?
5. Как образуется потенциальный барьер на границе твердого тела? Что такое работа выхода?
6. Объяснить эффект Шоттки.
7. Как будет выглядеть вольт-амперная характеристика диода при $U_a \rightarrow \infty$?
8. Как измерять работу выхода?
9. Найти температуру катода при токе накала, указанном преподавателем.
10. Диод работает в режиме ограничения тока пространственным зарядом. В каком случае будет лучшее соответствие теоретического и экспериментального значений анодного тока – когда измеряется ток центрального анода, или когда измеряется ток со всех трех анодов.
11. При каких условиях в теории диода с прямонакольным катодом можно не учитывать двумерность распределения потенциала. Нарисовать качественные картины формы эквипотенциальных поверхностей в диоде при $U_a \gg U_f$ и $U_a \approx (1-3)U_f$.

Владимир Николаевич Мануилов

Владимир Геннадьевич Павельев

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ДИОДЕ

Учебно-методическое пособие

Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского»
603950, Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23.

Подписано в печать , Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ.л. . Уч.-изд.л. .
Заказ № . Тираж 200 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского государственного
университета им. Н.И.Лобачевского
603600, г.Н.Новгород, ул. Б.Покровская, 37
Лицензия ПД №18-099 от 14.05.01