

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

**Эффекты пространственного заряда электронов
в диодных промежутках**

**к.ф.-м.н., профессор
Гамаюнов Ю.Г.**

Саратов, СГУ, кафедра электроники, колебаний и волн

1. Введение

Многообразные процессы, связанные с прохождением заряженных частиц в вакуумных приборах, существенным образом связаны с проявлением поля пространственного заряда, эффекты которого весьма разнообразны. Поэтому мы из всего многообразия явлений остановимся на одном эффекте, связанном с прохождением потока электронов в диодных промежутках, а именно с появлением виртуального катода в этом промежутке. Это может иметь место в триодах, тетрадах, пентодах, в рекуператорах энергии электронов пучка вакуумных приборов СВЧ, а также в других приборах.

2. Теоретическая часть

2.1. Используемая модель. Основные уравнения

Реальные электронные потоки неоднородны, что приводит к большим математическим трудностям при их описании. Поэтому часто ограничиваются рассмотрением модели потока электронов, в котором все его характеристики постоянны в плоскости, перпендикулярной направлению движения электронов. В межэлектродном промежутке эта модель схематически представлена на рис.1.

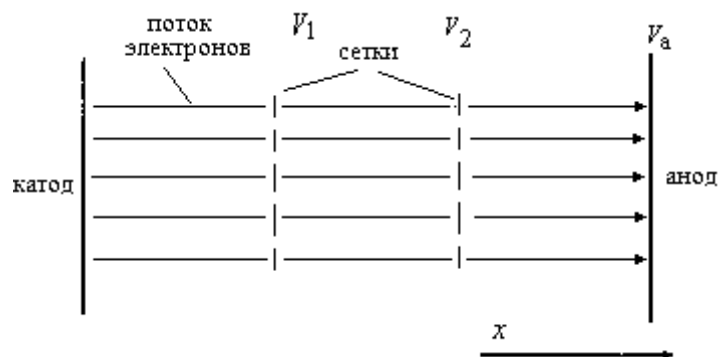


Рис.1. Модель потока электронов в межэлектродном пространстве

Фактически на нем изображена схема плоского тетрода, в котором электроны движутся вдоль оси x с некоторой скоростью v_0 . В рассматриваемой схеме роль первой сетки сводится к управлению величиной тока пучка электронов, влетающих в область диодного промежутка, образованного 2-й сеткой и анодом. Рассмотрим эту область. Распределение потенциала в ней удовлетворяет одномерному уравнению Пуассона:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где V – потенциал, ρ - объемная плотность пространственного заряда. В приближении моноскоростного электронного потока плотность тока:

$$j = -\rho v_0, \quad (2)$$

где скорость электронов $v_0 = \sqrt{2\eta V}$, $\eta = e/m$ - удельный заряд электрона. С учетом (2) уравнение (1) примет вид:

$$\left(\frac{d^2 V}{dx^2} \right) = \frac{j V^{-1/2}}{\varepsilon_0 \sqrt{2\eta}} \quad (3)$$

Умножим левую и правую части (3) на $2 \frac{dV}{dx}$ и, интегрируя, получим:

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{4j V^{1/2}}{\varepsilon_0 \sqrt{2\eta}} + c$$

Последнее выражение удобно представить в виде:

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{\frac{4j}{\varepsilon_0 \sqrt{2\eta}} (\sqrt{V} - \sqrt{V_m})}, \quad (4)$$

где V_m – новая постоянная интегрирования. Если площадь поперечного сечения пучка S_0 , а величина тока J , то плотность тока $j = J/S_0$. Тогда выражение (4) примет вид:

$$\frac{dV}{dx} = \frac{2\sqrt{J}}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0} (2\eta)^{1/4}} (\sqrt{V} - \sqrt{V_m})^{1/2} \quad (5)$$

Чтобы проинтегрировать это уравнение, введем новую переменную

$$\sqrt{V} - \sqrt{V_m} = v \quad (6)$$

Тогда имеем: $dv = \frac{1}{2} V^{-1/2} dV$, $dV = 2V^{1/2} dv$. Подставляя полученные выражения в (5),

получим:

$$2 \left(v^{1/2} + \sqrt{V_m} v^{-1/2} \right) dv = \frac{2\sqrt{J}}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0} (2\eta)^{1/4}} dx$$

Значение $V = V_m$ соответствует $v = 0$ и координате $x = x_m$. Поэтому

$$\int_{v=0}^v \left(v^{1/2} + \sqrt{V_m} v^{-1/2} \right) dv = \frac{\sqrt{J}}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0} (2\eta)^{1/4}} \int_{x_m}^x dx \quad (7)$$

Интегрируя (7), получим:

$$\frac{2}{3} v^{3/2} + 2\sqrt{V_m} v^{1/2} = \frac{\sqrt{J}}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0} (2\eta)^{1/4}} (x - x_m) \quad (8)$$

Выражение (8) перепишем в виде:

$$\frac{2}{3}v^{1/2}(v+3\sqrt{V_m})=\frac{\sqrt{J}}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0}(2\eta)^{1/4}}(x-x_m) \quad (9)$$

С учетом (6) выражение (9) примет вид:

$$\frac{2}{3}(\sqrt{V}-\sqrt{V_m})^{1/2}(\sqrt{V}+2\sqrt{V_m})=\frac{\sqrt{J}(x-x_m)}{\sqrt{\varepsilon_0 S_0}(2\eta)^{1/4}} \quad (10)$$

Вводя обозначения $\sqrt{V}=U$, $\sqrt{V_m}=U_m$, возведя обе части (10) в квадрат и приводя подобные члены, получим:

$$U^3+3U_m U^2-4U_m^3=\frac{9}{4}\frac{J(x-x_m)^2}{\varepsilon_0 S_0(2\eta)^{1/2}} \quad (11)$$

Пусть расстояние между 2-й сеткой с потенциалом $V=V_2$ и анодом с потенциалом

$V=V_\alpha$ равно d . Будем рассматривать случай $V_\alpha \leq V_2$. Поделим левую и правую части выражения (11) на величину $U_2^{3/2}=(\sqrt{V_2})^3$, а член $(x-x_m)$ представим в виде $(x-x_m)=d(x/d-x_m/d)$. Тогда выражение (11) примет вид:

$$\left(\frac{U}{U_2}\right)^3+\frac{3U_m}{U_2}\left(\frac{U}{U_2}\right)^2-4\left(\frac{U_m}{U_2}\right)^3=\frac{J(x/d-x_m/d)^2}{J_\Pi} \quad (12)$$

где величина $J_\Pi=\frac{4}{9}\varepsilon_0 S_0(2\eta)^{1/2}\frac{V_2^{1/2}}{d^2}$ по своему физическому смыслу равна току в

плоском диоде с расстоянием между катодами и анодами, равным d , и анодным напряжением V_2 . Вводя безразмерную величину тока $i=J/J_\Pi$, перепишем соотношение (12) в следующем виде:

$$\left(\frac{U}{U_2}\right)^3+\frac{3U_m}{U_2}\left(\frac{U}{U_2}\right)^2-4\left(\frac{U_m}{U_2}\right)^3=i\left(\frac{x}{d}-\frac{x_m}{d}\right)^2 \quad (13)$$

Из выражения (13) пока нельзя найти распределение потенциала между второй сеткой и анодом, так как неизвестны величины $U_m=\sqrt{V_m}$ и x_m . Для определения величин x_m и U_m воспользуемся граничными условиями. При $x=0$ $V=V_2$, или, так как $U=\sqrt{V}$, то $U_2=\sqrt{V_2}$. Тогда из (13) имеем:

$$1+\frac{3U_m}{U_2}-4\left(\frac{U_m}{U_2}\right)^3=i\frac{X_m^2}{d^2} \text{ и } \frac{X_m}{d}=\frac{1}{\sqrt{i}}\sqrt{1+\frac{3U_m}{U_2}-4\left(\frac{U_m}{U_2}\right)^3} \quad (14)$$

В свою очередь при $x=d$ $V=V_\alpha$ или $U(d)=U_\alpha$ и из (13) получаем:

$$1 - \frac{X_m}{d} = \frac{1}{\sqrt{i}} \sqrt{\left(\frac{U_\alpha}{U_2}\right)^3 + \frac{3U_m}{U_2} \left(\frac{U_\alpha}{U_2}\right)^2 - 4\left(\frac{U_m}{U_2}\right)^3} \quad (15)$$

Складывая (14) и (15) и переходя к прежним величинам $\sqrt{V_2} = U_2$, $\sqrt{V_\alpha} = U_\alpha$, $\sqrt{V_m} = U_m$, получим:

$$\sqrt{i} = \sqrt{1 + 3\left(\frac{V_m}{V_2}\right)^{1/2} - 4\left(\frac{V_m}{V_2}\right)^{3/2}} + \sqrt{\left(\frac{V_\alpha}{V_2}\right)^{3/2} + 3\left(\frac{V_m}{V_2}\right)^{1/2} \left(\frac{V_\alpha}{V_2}\right) - 4\left(\frac{U_m}{V_2}\right)^{3/2}}$$

Задавая в этом выражении разные значения V_m / V_2 , можно получить функциональную зависимость $i = f(V_m / V_2)$ при выбранном значении $V_\alpha / V_2 = const$. По значениям V_m / V_2 и найденным i , из выражения (14) можно затем определить координату x_m , где $V = V_m$, а из решения уравнения (13) распределение потенциала в области $0 \leq x \leq d$ для выбранных значений тока i . Заметим, что координата $x = x_m$, соответствует минимуму потенциала V_m в межэлектродном промежутке. Это нетрудно показать, исследуя на экстремум распределение потенциала, определяемого выражением (13). На рис.2. представлены результаты решения уравнения для ряда значений V_α / V_2 . Обсудим результаты, представленные на рис.2. Если $V_\alpha / V_2 = 1$, то минимум потенциала в области вторая сетка – анод возникает при любом, в том числе и при сколь угодно малом значении i , и его положение x_m можно определить, используя выражения (14) и (15). Так из (14), (15) при $V_\alpha / V_2 = 1$ следует $x_m / d = 1 - x_m / d$ или $x_m = d/2$. Если $V_\alpha / V_2 < 1$, минимум потенциала возникает лишь при некотором значении $i = i_{\min}$. Граничным значениям $i = i_{\min}$ на рис.2. соответствует пунктирная линия 1. При возрастании тока влета i ,

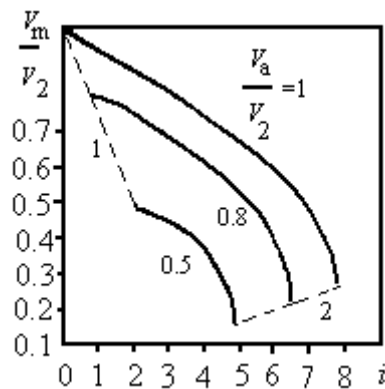


Рис.2. Зависимость минимального безразмерного потенциала V_m/V_2 в межэлектродном промежутке от безразмерного тока i

уменьшается величина V_m / V_2 , а производная $|dV_m / di|$ монотонно нарастает и при $i = i_{\max}$ обращается в бесконечность. Этому соответствует пунктирная линия 2 на рис.2. Здесь уместно напомнить, что в рассматриваемой задаче в исходных уравнениях (1), (2) учитывалось однопоточное состояние электронного потока, т.е. его движение лишь в одном направлении. Обращение же производной $|dV_m / di|$ в бесконечность физически означает, что даже при весьма малом превышении тока i над током i_{\max} минимум потенциала должен скачком принять нулевое значение ($V_m = 0$). После этого в области $x_m \leq x \leq d$ будет существовать только однопоточное состояние электронного потока, а в области $0 \leq x \leq x_m$ будем иметь как прямой поток электронов (в направлении оси x), так и встречный поток. В плоскости же $x = x_m$ образуется так называемый виртуальный катод с $V_m = 0$. Поэтому область $x_m \leq x \leq d$ можно рассматривать как обычный плоский диод, у которого расстояние между катодом и анодом равно $d - x_m$, а анодное напряжение равно V_α . При этом ток в таком диоде будет определяться законом степени 3/2, известным из обычной теории диода:

$$J_\alpha = \frac{4}{9} \varepsilon_0 S_0 \frac{V_\alpha^{3/2}}{(d - x_m)^2} \sqrt{2\eta} \quad (16)$$

В свою очередь распределение потенциала будет описываться законом степени 4/3:

$$V(x) = V_\alpha \left(\frac{x - x_m}{d - x_m} \right)^{4/3}$$

В пространстве же $0 \leq x \leq x_m$ имеются два встречных потока: прямой поток с током J и встречный поток с током $J - J_\alpha$. Поэтому пространственный заряд в этой области будет определяться суммарным током $J_\Sigma = 2J - J_\alpha$, а величина встречного тока $J - J_\alpha$ будет связана с напряжением V_2 и положением x_m виртуального катода соотношением:

$$J - J_\alpha = \frac{4}{9} \varepsilon_0 S_0 \frac{V_2^{3/2}}{x_m^2} \sqrt{2\eta}$$

Распределение же потенциала в этой области будет иметь вид: $V(x) = V_2 \left(\frac{x_m - x}{x_m} \right)^{4/3}$

Теперь рассмотрим качественную картинку распределения потенциала в диодном промежутке при различных токах влета J (рис.3).

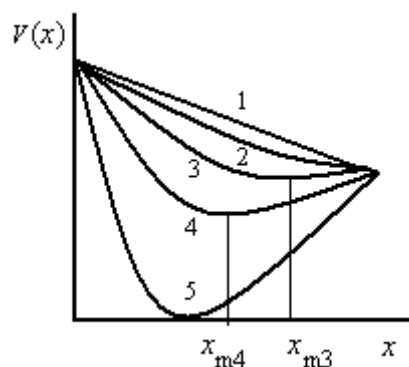


Рис.3.Распределение потенциала в межэлектродном промежутке

При $J=0$ имеем типичное линейное распределение потенциала между двумя металлическими плоскостями с потенциалами V_2 и V_α (кривая 1). При некотором токе влета J (кривая 2) из-за того, что электроны имеют отрицательный заряд, потенциал в межэлектродном промежутке понижается. С ростом тока влета J это понижение становится все заметнее и в некоторой плоскости возникает минимум потенциала (кривая 3). С дальнейшим увеличением тока J минимум становится все более глубоким (кривая 4). При этом ток анода продолжает оставаться равным току влета. Наконец, когда ток достигает значения J_{\max} и dV/dJ обращается в бесконечность (см. рис 2), то даже при небольшом превышении тока над J_{\max} минимум потенциала скачком понизится до нуля и возникнет виртуальный катод с $V_m = 0$ (кривая 5). Это приведет к мгновенному уменьшению анодного тока. При дальнейшем увеличении тока влета, плоскость x_m будет смещаться влево и величина анодного тока J_α , согласно (16), будет уменьшаться. Идеализированная зависимость анодного тока J_α с изменением тока влета J при $V_\alpha/V_2 < 1$ показана на рис.4. На этом рисунке стрелки, направленные вправо, соответствуют увеличению тока влета J , а стрелки, направленные влево – уменьшению тока. При увеличении тока влета от нуля до J_{\max} анодный ток растет (участок ОВ на рис.4), после чего в межэлектродном пространстве возникает виртуальный катод и анодный ток резко падает, продолжая уменьшаться с дальнейшим увеличением тока влета J (участок ВВ'С). Если теперь начать уменьшать ток влета, например, от точки С, т.е. двигаться в обратную сторону, то при достижении тока $J=J_{\max}$ система не возвращается в состояние, характеризуемое точкой В на рис.4, иначе говоря, виртуальный катод в этом случае еще не исчезает. Лишь при дальнейшем уменьшении тока влета и достижении им

некоторого значения J_1 происходит скачкообразное возрастание тока на анод (участок DE), после чего состояние системы будет изменяться так, что ему будут

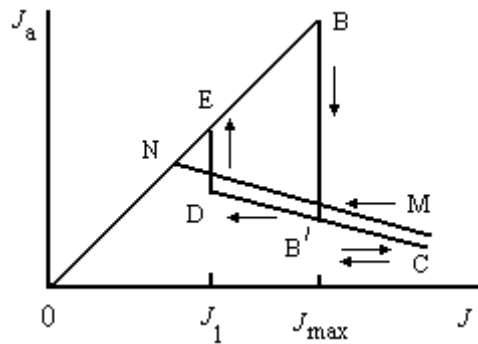


Рис.4. Зависимость анодного тока от тока влета

соответствовать точки на участке EO. Таким образом, изменение тока влета от меньшего значения к большему и наоборот вызывают различную зависимость в изменении анодного тока, т.е. в рассматриваемой системе проявляются гистерезисные явления.

Мы дали математическое описание изменения анодного тока при прохождении системой участка OBB'C. Описание же и соответствующее состояние системы по участку CDEO, требует дополнительного рассмотрения, с которым можно ознакомиться, например, в [1]. Так, наряду с существованием режимов, соответствующих участку CDEO, может наблюдаться режим плавного перехода системы из точки C в точку O, условно показанный пунктирной линией MN. Однако вопрос об устойчивости того или другого состояния полностью пока не решен. Во многом это связано с идеализацией рассматриваемой модели. Так одним из главных моментов идеализации является пренебрежение разбросом начальных тепловых скоростей электронов и допущение о том, что электроны имеют только одну продольную компоненту скорости. Эта идеализация потока электронов содержит внутренние противоречия. Ведь если поток идеально моноскоростной и одномерный, то полностью исчезает "индивидуальность" частиц: все электроны равноправны. Поэтому когда в этой модели описывается скачкообразный переход системы из точки B в точку B', то возникает вопрос, каким образом в ансамбле совершенно равноправных частиц возникает неодинаковые состояния, когда от плоскости $x = x_m$, где $V_m = 0$, справа существует однопоточное состояние, а слева от этой плоскости состояние электронного потока двухпоточное? Почему одни электроны из плоскости $x = x_m$ двигаются к аноду, а другие к сетке? В рамках этой модели ответить на эти вопросы трудно. Снятие ограничений с этой модели (учет многоскоростного характера электронного пучка и отказ от одномерности) дает физические основы

понимания процессов в диодных промежутках, но вместе с тем существенно затрудняет математическое описание явлений.

Для наблюдения скачкообразного образования виртуального катода, необходимо, чтобы все парциальные пучки в диодном промежутке были в одинаковых условиях (в одинаковых полях). В реальных приборах (в том числе в тетроде, который исследуется в данной работе), поле существенно неоднородно. Поэтому при увеличении тока влета возникновение виртуального катода в парциальных пучках будет неодновременное и для каждого из парциальных пучков оно будет появляться, вообще говоря, при разных токах влета. Это приведет не к скачкообразному, а к более плавному снижению тока на анод при изменении тока влета и к отличию реально наблюдаемых закономерностей от тех, которые следуют из рассмотрения идеализированной модели.

Интерес к изучению физических процессов, связанных с виртуальным катодом, растет. Исследования выявили новые явления в системах с виртуальным катодом, например, возникновение хаотических колебаний. Показана также возможность создания источников излучения сверхвысокочастотных колебаний с очень большим уровнем мощности, использующих сверхмощные релятивистские электронные пучки, в которых при определенных условиях возникает виртуальный катод.

3. Экспериментальная часть

3.1. Описание экспериментальной установки. Обработка результатов

Для исследования эффектов, связанных с образованием виртуального катода в диодных промежутках, в работе используется лучевой тетрод 6П6, в котором величина тока влета регулируется изменением напряжения на управляющей сетке, а диодный промежуток образован экранной сеткой и анодом. Так как на величину анодного тока существенное влияние могут оказывать вторичноэмиссионные электроны с анода, то все измерения проводятся при достаточно низких анодных напряжениях, когда мал коэффициент вторичной эмиссии. Кроме того, при малых напряжениях на аноде виртуальный катод возникает при меньших токах влета. Электрическая схема установки представлена на рис.5. Установка состоит из исследуемой лампы, двух стабилизированных источников питания G1, G2 и приборов PA1 –PA5, измеряющих напряжения V_1 на управляющей, V_2 экранной сетках,

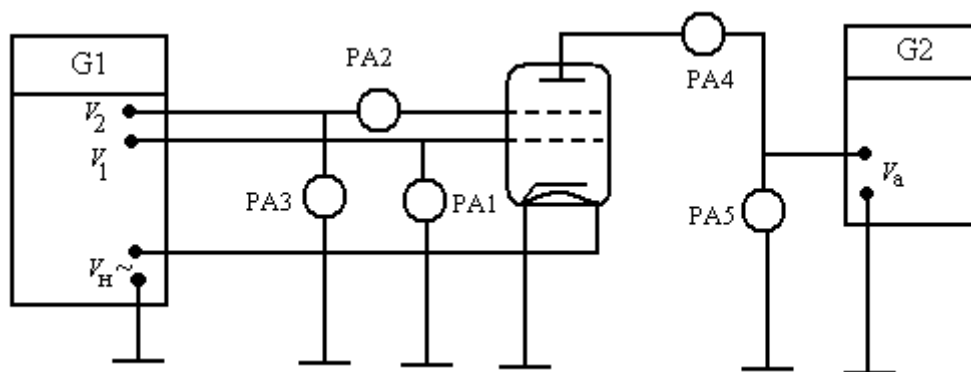


Рис.5. Схема электрическая принципиальная для изучения эффектов пространственного заряда

V_a на аноде (РА1, РА3, РА5) и токи $J_э$ экранной сетки и $J_α$ анода (РА2, РА4). Перед включением установки необходимо вывести ручки регулировки напряжений на сетках и аноде лампы влево до упора. Затем, включив источник G2, устанавливают анодное напряжение V_a , а затем, включив источник G1, устанавливают напряжение на управляющей и экранной сетках и измеряют токи сетки и анода..

Задание

1. Ознакомиться с экспериментальной установкой и работой на ней.
2. Снять зависимость $J_α = J_α(V_1)$, $J_э = J_э(V_1)$ при $V_2 = 80В$, $V_a = 2, 3, 4В$. Потенциал управляющей сетки V_1 изменять через 0,5В от -9В до 0.
3. Снять зависимость, $J_α = J_α(V_1)$, $J_э = J_э(V_1)$ при $V_2 = 100В$, $V_a = 2, 3, 4В$. Потенциал управляющей сетки V_1 , изменять через 0,5В от -9В до 0.
4. Построить зависимости $J_α = J_α(V_1)$, $J_э = J_э(V_1)$ по данным п.п. 2,3.
5. Для каждого значения V_1 определить катодный ток $J_к = J_α + J_э$ и построить зависимости $J_α = f(J_к)$, $J_э = f(J_к)$ при $V_2 = 80В$ и 100В. Параметром семейства кривых является значение анодного напряжения V_a .
6. Объяснить полученные зависимости.

Литература

1. Гвоздовер С.Д.. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. /С.Д. Гвоздовер. М.: Гос.изд. Техн.теор. лит, 1956. С. 95-126.
2. Гапонов В.И. Электроника. Ч.1 / В.И. Гапонов.М.: Физ.мат.лит, 1960. С.21-31.

3. Андрушкевич В.С., Гамаюнов Ю.Г. Эффекты пространственного заряда электронов в диодных промежутках. / В.С. Андрушкевич, Ю.Г.Гамаюнов. Саратов.: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”, 1987. С.3-12.

Контрольные вопросы

1. Какая модель электронного пучка используется при выводе основных соотношений?
2. Как изменяется распределение потенциала в диодном промежутке при изменении тока влета? Объясните зависимости рис.2 и рис.3.
3. Что такое виртуальный катод?
4. Как зависит анодный ток от тока влета?
5. Что происходит с токами в диодном промежутке при образовании виртуального катода
6. В чем проявляется ограниченность используемой модели пучка при исследовании эффектов пространственного заряда?
7. Нарисуйте схему установки и объясните её работу.