

М. Н. ДЕВЯТКОВ, Ю. А. ПИРОГОВ, В. Д. ПОДКОЛЗИН, В. Ф. ШАРИХИН

### ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМА ОГРАНИЧЕНИЯ ТОКА ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ

Приводятся результаты экспериментальных исследований особенностей режима ограничения тока пространственным зарядом в некоторых конкретных межэлектродных промежутках по наблюдению свечения остаточных газов. Обсуждается влияние конечности сечения электронного пучка и диэлектрических стенок в межэлектродном промежутке на ход вольтамперных характеристик.

В современных электронно-лучевых приборах, работающих при больших плотностях токов, возникновение в потоке виртуального катода, т. е. отрицательного минимума потенциала, ограничивающего ток, обычно является нежелательным. Однако в ряде случаев создание виртуального катода в межэлектродных промежутках электронных приборов позволяет получить интересные практические результаты. В частности, известны способы детектирования сигналов СВЧ, в которых использование особенностей режима ограничения тока пространственным зарядом обеспечивает достижение высокой чувствительности [1—3]. В связи с этим возникает необходимость детального исследования таких режимов. Для идеализированного случая (одномерная задача) проведен достаточно полный анализ (например, [1, 4, 5, 9]). Но он не может дать удовлетворительных результатов в применении к реальным межэлектродным промежуткам и электронным потокам из-за наличия встречающихся на практике осложняющих факторов. Влиянием некоторых из них — например, вторичной эмиссией из электродов, положительными ионами остаточных газов — в ряде случаев можно пренебречь. Воздействие же таких факторов, как конечность размеров электронного потока, образование поверхностного заряда на близлежащих к потоку стенках колбы и т. п., в некоторых реальных межэлектродных промежутках может оказать существенное влияние на прохождение электронного потока. Корректный теоретический анализ таких случаев в настоящее время не представляется возможным. Не удается получить удовлетворительных результатов для режима существования виртуального катода и с помощью такого метода моделирования, как электролитическая ванна.

В настоящей работе излагаются некоторые результаты изучения межэлектродных промежутков с помощью фотографирования свечения

остаточных газов. Этот метод позволяет исследовать влияние на характер ограничения тока пространственным зарядом конечных поперечных размеров электронного потока и наличия отрицательного заряда на поверхности диэлектрика, окружающего межэлектродный промежуток.

### Исследование распределения потенциала и пространственного заряда в межэлектродных промежутках по свечению остаточных газов

Электроны, проходя через межэлектродный промежуток, ионизируют и возбуждают при неупругих соударениях молекулы остаточного газа, которые могут возвращаться в невозбужденные состояния, причем

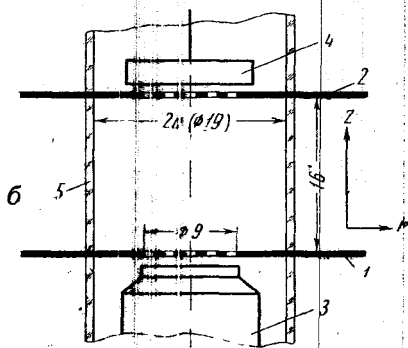
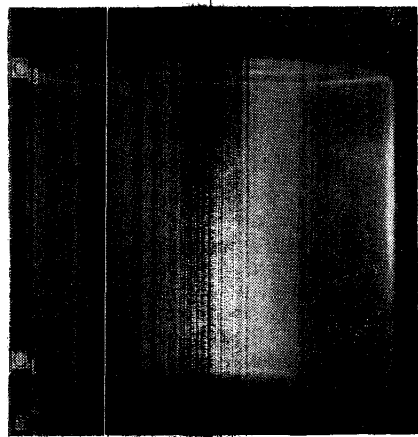
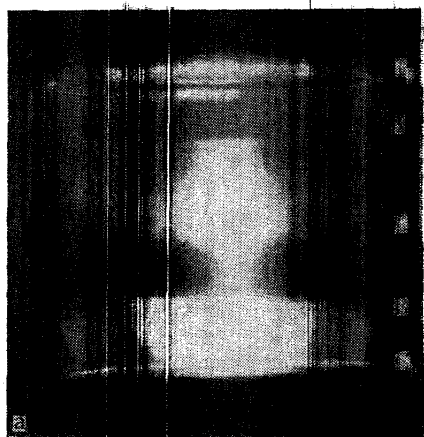


Рис. 1. Чертеж межэлектродного промежутка и фотографии свечения остаточных газов в нем

этот процесс сопровождается излучением. Фотографируя свечение молекул, можно определить конфигурацию электронного потока и получить сведения о распределении пространственного заряда в межэлектродном промежутке. Фотографический метод использовался ранее [6, 7] в основном лишь для определения формы электронных пучков. Мы применили этот метод для исследования межэлектродных промежутков с диэлектрическими стенками, в которых существовал виртуальный катод, с тем, чтобы получить некоторое представление о распределении потенциала в таких промежутках.

Схематический чертеж исследованного промежутка с основными размерами приводится на рис. 1, б. Виртуальный катод образовывался между двумя параллельными диафрагмами (1) и (2), промежуток между которыми окружен участком стеклянной колбы лампы (диафрагмы впаяны в колбу). Внутренний диаметр колбы примерно в два раза больше диаметра электронного пучка на входе в промежуток. Цилиндрический электронный пучок формировался пушкой (5) с оксидным катодом и вводился в промежуток через отверстие в диа-

фрагме (1), затянутое сеткой. Ток, прошедший через промежуток, соби-  
рался на диафрагме (2) и коллекторе (4). Схема включения макета  
представлена на рис. 2. Типичная вольтамперная характеристика опи-  
санного диодного промежутка, т. е. зависимость тока, проходящего на  
коллектор, от потенциала коллектора, приведена на рис. 3 (кривая 4).

Из рис. 3 можно заключить, что при потенциалах коллектора,  
меньших 120 в, в межэлектродном промежутке происходит ограничение  
тока коллектора, т. е. в промежутке существует виртуальный катод.  
При напряжениях коллектора, больших 120 в (для характеристики 4),  
виртуальный катод исчезает и ток коллектора достигает насыщения.  
Переход к режиму насыщения происходит с характерным скачком тока.

Для того чтобы образующиеся в промежутке положительные ионы  
не изменяли существенно условий существования виртуального катода,

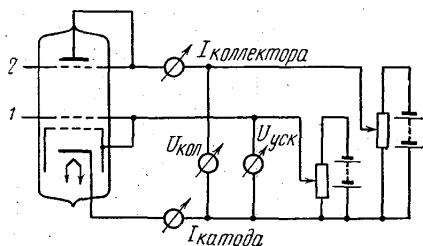


Рис. 2. Схема включения эксперимен-  
тального макета

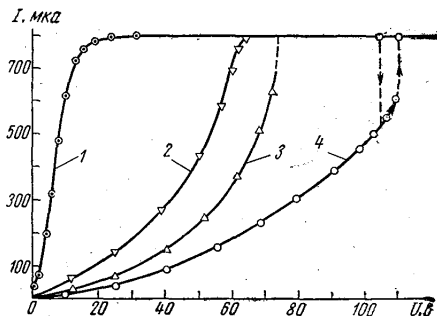


Рис. 3. Вольтамперные характеристики  
межэлектродного промежутка

вакуум в лампах поддерживался не хуже  $10^{-7}$  мм рт. ст. Свечение оста-  
точных газов при этом было весьма слабым. Поэтому для получения  
контрастных фотографий пленку типа РФ-3 и чувствительностью около  
900 ед. ГОСТ приходилось экспонировать в течение нескольких часов.  
Для ослабления подсветки от накаливаемого катода применялся свето-  
фильтр СЗС-22.

Возбуждение и ионизация молекул остаточного газа электронным  
ударом возможны лишь в области, занимаемой электронным потоком и  
при энергии электронов, превышающей определенный порог. Именно  
поэтому по распределению свечения в межэлектродном промежутке и  
можно определить конфигурацию электронного потока. Обратимся к  
анализу фотографий свечения в межэлектродном промежутке. На  
рис. 1, а приведена фотография промежутка при существовании в элект-  
ронном потоке виртуального катода, а на рис. 1, в — в режиме полного  
прохождения тока на коллектор (режим насыщения). Как можно видеть  
на рис. 1, электронный поток в режиме насыщения проходит через про-  
межуток, слегка расширяясь к коллектору под действием кулоновских  
сил. При возникновении же в промежутке виртуального катода картина  
свечения резко меняется. Появляются две светящиеся области, непо-  
средственно примыкающие к сеткам (1) и (2) и разделенные темным  
пространством.

Очевидно, в каждой точке темного пространства потенциал должен  
быть ниже порогового значения и энергия электронов в этой области  
недостаточна для ионизации и возбуждения молекул газа. Поэтому вир-  
туальный катод, т. е. область отрицательного минимума потенциала,  
должен находиться в темном пространстве между светящимися обла-

стями. Границы светящихся областей, примыкающие к пространству, в котором находится виртуальный катод, являются эквипотенциальными поверхностями. Потенциал этих поверхностей равен пороговому и может быть определен по «прилипанию» свечения к сетке (1). Для этого потенциал коллектора устанавливается отрицательным по отношению к катоду, чтобы исключить область свечения, примыкающую к сетке (2), а потенциал ускоряющей сетки (1) уменьшается до тех пор, пока область свечения, примыкающая к сетке (1), сужаясь, не исчезнет совсем. В этот момент потенциал границы становится равным потенциалу ускоряющей сетки. Определенный таким образом потенциал границы свечения оказался равным 13 в, что соответствует порогу ионизации молекулы азота [8].

Возникновение в межэлектродном промежутке виртуального катода приводит к уменьшению проходящего через промежуток тока и появлению электронного потока, отражающегося от потенциального барьера виртуального катода и возвращающегося к сетке (1). Как можно судить по фотографии свечения газа (рис. 1, а), сечения отраженного потока и потока, прошедшего через виртуальный катод, значительно больше сечения потока, входящего в промежуток, и примерно совпадают с сечением колбы лампы. Это обусловлено расширением входящего потока в области виртуального катода под действием кулоновских сил пространственного заряда. Расширяющийся поток достигает стеклянных стенок колбы и создает на них отрицательный поверхностный заряд. Поле поверхностного заряда обеспечивает наблюдающуюся на рис. 1, а фокусировку к оси отраженного и прошедшего через виртуальный катод потоков.

На фотографии также заметен узкий светящийся шнур, пересекающий область виртуального катода. Это свечение обязано, вероятно, рекомбинационному излучению ионов, образующихся вблизи сетки (1) и фокусируемых полем пространственного заряда в узкий пучок. Если потенциал коллектора превышает потенциал ускоряющей сетки (1), то ионный пучок не достигает коллектора и отражается обратно к сетке (1) на некоторой эквипотенциальной поверхности (поверхность А на рис. 1, а), потенциал которой равен потенциалу сетки (1).

Таким образом, по фотографии свечения остаточных газов могут быть определены потенциалы трех поверхностей в межэлектродном промежутке: поверхности поворота ионов и границ областей свечения. Используя также известные значения потенциалов на электродах в промежутке и учитывая, что в промежутке существует виртуальный катод, можно судить о распределении потенциала по всему промежутку. На рис. 4 приводятся распределения потенциала по оси промежутка (кривая 2) и вдоль некоторой прямой, параллельной оси и расположенной вблизи стеклянных стенок баллона (кривая 3), полученные с использованием фотографии свечения. Там же для сравнения представлено распределение потенциала, вычисленное в одномерном приближении (кривая 1) и определяемое законом Чайлда—Ленгмюра

$$U(z) = \alpha(z - z_m)^{4/3},$$

где  $z$  — координата вдоль оси потока,  $z_m$  — координата виртуального катода. Для кривой (2) наилучшей аппроксимацией является квадратичная функция

$$U(z) = \beta(z - z_m)^2.$$

Как видно из рис. 4, потенциалы в окрестности виртуального катода в исследованном промежутке значительно ниже, особенно вблизи стенок потенциалов, определяемых законом Чайлда—Ленгмюра. Это объ-

ясняется наличием отрицательного заряда на поверхности стекла, окружающего промежуток.

Из рис. 1, а можно получить также некоторое представление и о зависимости потенциала в промежутке от радиальной координаты. В самом деле, зависимость потенциала от радиальной координаты в сечении В электронного потока должна быть подобна форме эквипотенциальной границы области свечения, примыкающей к сетке (1), т. е. иметь

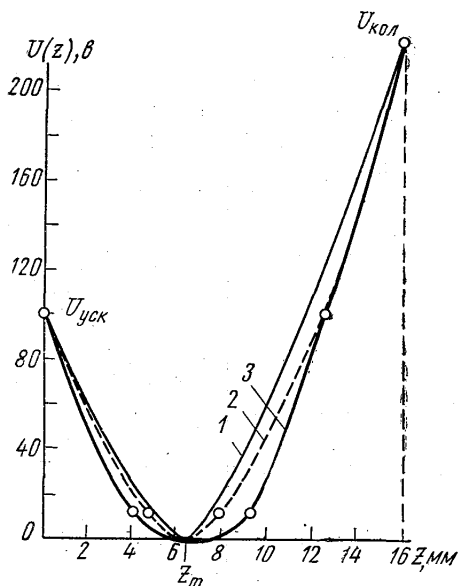


Рис. 4. Аксиальное распределение потенциала в межэлектродном промежутке

представляет собой нечто среднее между распределениями (1) и (2), что весьма близко к одномерному распределению. Понижение потенциала на границе потока с диэлектрическими стенками и выравнивание потенциала по сечению виртуального катода обусловлено отрицательным зарядом поверхности диэлектрика.

### Влияние на ограничение тока пространственным зарядом конечных размеров электронного потока и отрицательного заряда на поверхности диэлектрика, окружающего межэлектродный промежуток

Особенности режима ограничения тока пространственным зарядом определяют вид вольтамперной характеристики межэлектродного промежутка, в котором существует виртуальный катод [1—3]. Поэтому при расчетах конкретных диодных промежутков желательно учитывать все факторы, влияющие на вольтамперную характеристику. Как уже отмечалось, к наиболее существенным факторам относится конечность поперечного размера электронного пучка. Если пучок не является бесконечно широким, то собственное поле пространственного заряда определяет распределение потенциала не только на оси пучка, но и по его радиусу (если пучок обладает цилиндрической симметрией). Поэтому при возникновении в цилиндрическом пучке виртуального катода, потенциал

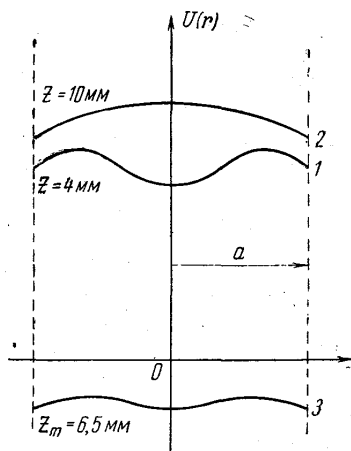


Рис. 5. Радиальное распределение потенциала в межэлектродном промежутке

вид кривой (1) на рис. 5, в сечении С — вид кривой (2). В сечении виртуального катода радиальное распределение потенциала (кривая 3), очевидно,

виртуального катода  $U_m$  зависит от радиальной координаты в потоке; причем потенциал на оси потока минимален и монотонно увеличивается с удалением от оси. Плотность тока, проходящего через виртуальный катод на коллектор, связана с потенциалом виртуального катода формулой Больцмана [9]

$$J_{\text{кол}} = J_0 e^{\frac{e_0 U_m}{k T_c}},$$

где  $J_{\text{кол}}$  и  $J_0$  — плотности токов, проходящего на коллектор и входящего в промежуток соответственно,  $U_m$  — потенциал виртуального катода,  $e_0$  — абсолютный заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_c$  — температура электронного потока. В двумерном пучке полный ток на коллектор определяется интегралом

$$I_{\text{кол}} = 2\pi \int_0^a J_0 e^{\frac{e_0 U_m(r)}{k T_c}} r dr,$$

где  $a$  — радиус пучка в сечении виртуального катода, и может быть при равных потенциалах коллектора значительно больше тока в одномерном пучке через равное сечение виртуального катода. Это происходит за счет повышения потенциала виртуального катода с удалением от оси цилиндрического пучка, в то время как в одномерном пучке потенциал виртуального катода постоянен по всему сечению. Действительно, для межэлектродного промежутка, описанного выше, но без диэлектрических стенок, окружающих электронный пучок, вольтамперная характеристика имеет вид (1) на рис. 3, в то время как вольтамперная характеристика того же промежутка, рассчитанная в одномерном приближении, имеет вид кривой (3). Для выбранного потенциала коллектора ток на коллектор в реальном промежутке значительно больше рассчитанного значения тока, а пределы изменения напряжения на коллекторе, при которых существует виртуальный катод, меньше. Кроме того, переход к насыщению в таком реальном промежутке происходит плавно, без скачка коллекторного тока. Однако вид вольтамперной характеристики промежутка существенно меняется, если промежуток окружен диэлектрическим цилиндром (см. рис. 1, б). Вольтамперная характеристика такого промежутка приведена на рис. 3 (кривая 4). Эта характеристика в значительной степени подобна характеристике, рассчитанной в одномерном приближении (кривая 3); необходимо также отметить большую крутизну характеристики перед исчезновением виртуального катода.

Изменение вольтамперной характеристики межэлектродного промежутка при окружении его диэлектрическим цилиндром вызвано тем, что при достаточно близком расположении диэлектрика к электронному потоку на его поверхности образуется отрицательный заряд, который существенно изменяет условия токопрохождения через промежуток. Так как заряд распределен по поверхности диэлектрика неравномерно (его концентрация максимальна в области периферии виртуального катода), то поле этого заряда должно иметь аксиальный и радиальный компоненты. Радиальный компонент поля компенсирует кулоновское расталкивающее поле объемного заряда, понижает потенциал на границе электронного потока и выравнивает радиальное распределение потенциала  $U_m(r)$  в области виртуального катода (см. рис. 5). Вследствие этого поток, распространяющийся внутри диэлектрического цилиндра, становится до некоторой степени подобен одномерному потоку. Кроме

того, аксиальный компонент поля поверхностного заряда частично уменьшает статическое поле электродов, т. е. уменьшает эффективное значение потенциала коллектора, в связи с чем пределы существования виртуального катода по коллекторному напряжению превышают аналогичные пределы для одномерного потока (см. рис. 3). Из сказанного очевидно, что всякое изменение величины поверхностного заряда, связанное, например, с изменением размеров диэлектрического цилиндра, должно приводить к изменению вида вольтамперной характеристики, т. е. к вариации тока  $I_{\text{кол}}$ , проходящего на коллектор при фиксированном потенциале коллектора. В частности, при уменьшении длины диэлектрического цилиндра таким образом, что он окружает не весь промежуток между сетками (1) и (2), а лишь половину его (по высоте), вольтамперная характеристика промежутка принимает вид кривой (2) на рис. 3 (сравни с кривой (4)).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздовер С. Д. «Радиотехника и электроника», 10, № 10, 1824, 1965.
2. Костиенко А. И., Девятков М. Н., Лебедь А. А. «Радиотехника и электроника», 4, № 3, 482, 1959.
3. Девятков М. Н., Костиенко А. И., Мясоедов Е. Я. «Радиотехника и электроника», № 5, 838, 1962.
4. Иви Г. «Проблемы современной физики», № 6, 1956.
5. Мякишев Г. Я. «Радиотехника и электроника», 6, № 2, 303, 1961.
6. Wallmark J. T. J. Appl. Phys., 24, 590, 1953.
7. Козлов И. С., Никольский В. К., Финкель А. Г. «Радиотехника и электроника», 10, № 3, 578, 1965.
8. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М., «Мир», 1965.
9. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИИТЛ, 1956.

Поступила в редакцию  
21. 10 1966 г.

Кафедра  
радиотехники