

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДНОГО ПЯТНА МИШЕНИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

Л. Г. Лисенко, Н. И. Назаров, Э. Н. Салай

Харьков

Зарядка диэлектриков является необходимым условием вторично-эмиссионных процессов, поэтому рассмотрение ее представляется очень важным. Вопросу изучения зарядного пятна посвящено значительное число работ [1—6].

Значение потенциала и напряженности, создаваемое в любой точке на любом расстоянии от поверхности мишени над центром пятна положительно заряженным кольцом, можно вычислить, применяя метод зеркальных отображений [1].

Аналогичный результат можно получить, непосредственно вычисляя нормальную составляющую поля над центром пятна и используя метод суперпозиций полей.

Во многих практических случаях при вычислении поля пятна необходимо учитывать влияние коллектора или барьерной сетки, когда расстояние между рабочей поверхностью мишени и сигнальной пластиной сравнимо с расстоянием между рабочей поверхностью мишени и барьерной сеткой. В этом случае влияние наведенных зарядов в пластине можно учесть, используя метод многократных электрических отображений [2].

Более строгое определение напряженности электрического поля зарядного пятна с учетом влияния коллектора можно получить путем интегрирования уравнений Лапласа, как это сделано в работах Л. А. Сереброва и С. А. Фридрихова [3, 4].

Метод интегрирования уравнений Лапласа применим для вычисления потенциала и напряженности поля зарядного пятна и для электронно-лучевой трубки, описанной в работе [5], так как радиус кривизны мишени значительно меньше среднего радиуса пятна.

Теоретические исследования поля положительного зарядного пятна

Процессы, происходящие при зарядке непроводящей мишени, очень сложны. Потенциал непроводящей мишени неодинаков по всей ее поверхности. При бомбардировке мишени потоком элект-

ронов меняется как потенциал в данной точке мишени, так и распределение потенциала по поверхности. Образуется положительное зарядное пятно, характеризующееся некоторым распределением потенциала вдоль радиуса пятна от центра, соответствующего центру сечения данного пучка. Распределение потенциала вдоль радиуса пятна и его изменение во времени определяются не непосредственно потенциалом коллектора, а напряженностью поля вблизи поверхности вторичного эмиттера, зависящего также от геометрии прибора.

Принято считать, что образование зарядного пятна на поверхности диэлектрика сводится к следующему: если потенциал коллектора в процессе бомбардировки выше потенциала поверхности диэлектрика, то каждый элемент поверхности начнет повышать свой потенциал, так как число уходящих на коллектор вторичных электронов больше числа приходящих первичных электронов. Наиболее быстро будет повышать свой потенциал центр зарядного пятна, так как ему соответствует большая плотность первичного тока.

Если расстояние от коллектора до мишени далеко и толщина диэлектрика не слишком мала по сравнению с радиусом r_0 электронного пучка, на процесс образования зарядного пятна существенное влияние оказывает электрическое поле, созданное поверхностными зарядами вместе с их электрическими изображениями в металлической подложке.

Большой практический интерес представляет поле зарядного пятна с гауссовым распределением плотности заряда. В условиях дальнего коллектора можно пренебречь напряженностью поля у поверхности мишени, обусловленного зарядом, наведенным на коллекторе в процессе создания пятна. Влияние поля пятна на процесс образования этого пятна состоит в том, что возвращение части вторичных электронов обратно на мишень наступает при значении потенциала в центре пятна, меньшем значения коллектора. Практически поверхность мишени принимает некоторый квазиравновесный потенциал, значение которого может быть меньше значения потенциала коллектора. Существованием поля пятна можно объяснить появление вторичных электронов с недостаточными энергиями [6].

Рассмотрим поле и потенциал, создаваемые зарядным пятном в промежутке мишень — коллектор, как это изображено на рис. 1.

В условиях дальнего коллектора значение нормальной составляющей напряженности электрического зарядного пятна определялось по формуле [7]

$$E_{1z}(\gamma, \rho) = \int_0^{\infty} k a_{1z}(k) I_0(k\rho) dk;$$

$$a_{1z} = \frac{2\pi\gamma_0 e^{-k\gamma} e^{k\xi} \operatorname{sh} k\xi e^{-\frac{k^2}{4}}}{\operatorname{ech} k\xi + \frac{1}{2} \operatorname{sh} k\xi},$$

где a_{1z} — амплитуда разложения нормальной составляющей в интеграл Фурье—Бесселя.

Выражение для горизонтальной составляющей имеет вид

$$E_{1r}(z,r) = \int_0^{\infty} k a_{1r}(k) I_1(k\rho) dk,$$

где амплитуда разложения

$$a_{1r} = \frac{\pi \eta_0 \text{sh} k \xi [e^{-k\gamma k (\xi + \mu)} e^{k\gamma} e^{-k(\xi + \mu)}] e^{-\frac{k^2}{4}}}{\text{sh} k \xi \text{ch} k \mu + \text{sch} k \xi \text{sh} k \mu}.$$

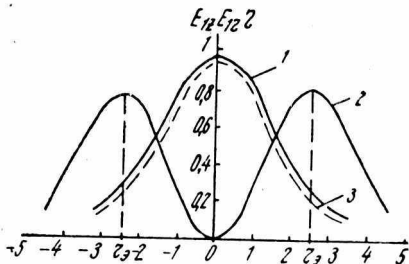
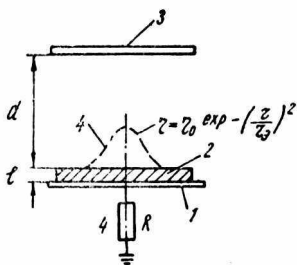


Рис. 1. Схематическое изображение элементарного накопителя электрических зарядов:

1 — диэлектрическая мишень; 2 — сигнальная пластина; 3 — коллектор; 4 — распределенный по поверхности диэлектрика заряд; l — толщина диэлектрической пленки мишени; d — расстояние мишень — коллектор.

Рис. 2. Нормальная (1) и горизонтальная (2) составляющие поля пятна с гауссовым распределением заряда (3).

Расчеты произведены для электронно-лучевой трубки со следующими параметрами: первичный ток записывающего пучка $i_n = 0,2 \mu\text{ка}$, а диаметр пучка $D = 0,3 \text{ мм}$, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 6,7$; $\mu = d/r_s$, где r_s — эффективный радиус пятна [5].

Расчеты указанных выражений произведены методом численного интегрирования по формуле прямоугольника на электронно-вычислительной машине М-20.

Кривые пронормированы посредством величин

$$U_0 = \frac{4\pi L \eta_0}{\varepsilon}; \quad E_0 = \frac{4\pi \eta_0}{\varepsilon},$$

соответствующих случаю плоского конденсатора с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 7$.

Из рис. 2 видно, что наибольшее влияние на перераспределение вторичных электронов оказывает нормальная составляющая поля пятна. Исследуем зависимость ее от различных параметров трубки. Кривые (рис. 3) получены при расчете по формуле (15) [3]

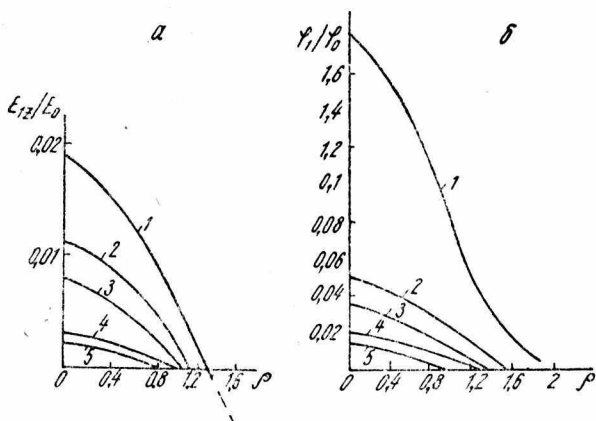


Рис. 3. Кривые распределения потенциала (а) и нормальной составляющей напряженности поля (б) зарядного пятна гауссовой формы:
 1 — $\mu = 0,2$; 2 — $\mu = 0,4$; 3 — $\mu = 0,6$; 4 — $\mu = 1$; 5 — $\mu = 20$; $\gamma = \xi = 2 \cdot 10^{-3}$

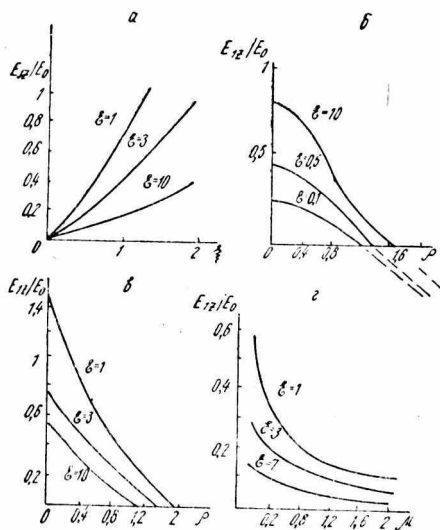


Рис. 4. Распределение в плоскости мишени нормальных составляющих напряженности поля зарядного пятна гауссовой формы от различных параметров трубки.

и формуле (1) [4]. Значения нормальной составляющей и потенциала имеют максимум в центре, а к краю пятна спадают. С увеличением рассеяния мишень—коллектор наблюдается их спад, но наиболее резкие изменения происходят при малых значениях μ . При $\mu > 1$ напряженность слабо зависит от μ , т. е. в условиях дальнего коллектора переходит в область равномерно заряженной плоскости.

Результаты вычисления нормальной составляющей в зависимости от параметров r_s , μ , ϵ и ξ приведены на рис. 4. Из них следует, что кривые $E_{1z} = E_{1z}(\rho)$ приближенно соответствуют закону Гаусса. На периферии пятна нормальная составляющая меняет знак, так как поле положительного пятна превращается из задерживающего в ускоряющее.

Результаты экспериментальных исследований

Экспериментальные кривые распределения нормальной составляющей напряженности электрического поля в зависимости от времени облучения элемента мишени электронным пучком представлены на рис. 5. Зарядные пятна создавались на диэлектрической мишени толщиной $l = 20 \mu\text{к}$.

Мишень облучалась расфокусированным пучком с эффективным диаметром 10 мм при токе пучка $i_n = 2 \mu\text{ка}$. Диаметр зондирующего пучка составлял 0,5 мм при токе $i_{пз} = 1,5 \mu\text{ка}$. Потенциал измерялся нулевым импульсным методом. Генератор одиночных импульсов вырабатывал импульсы прямоугольной формы длительностью 100 $\mu\text{сек}$, которые подавались на модулятор трубки, и на сопротивлении, включенном в цепь сигнальной пластины, создавалось импульсное падение напряжения.

Исследуемый импульс подавался на усилитель УИС-2М, а затем на усилитель электронного осциллографа СИ-1. Схема и трубка были надежно заэкранированы, что давало возможность работать с максимальным коэффициентом усиления. Нижняя кривая рис. 5 соответствует облучению элемента мишени при одном импульсе, вторая — при десяти, третья — при 50. Из экспериментальных кривых следует, что условие полного отбора вторично-эмиссионного тока в условиях дальнего коллектора не соблюдается.

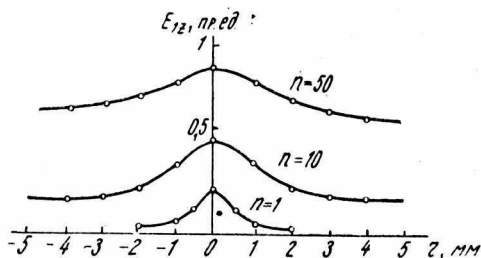


Рис. 5. Кривые распределения нормальных составляющих положительного зарядного пятна в зависимости от времени облучения элемента мишени.

ВЫВОДЫ

Проведенные результаты теоретических и экспериментальных исследований показывают, что напряженность электрического поля положительного зарядного пятна зависит от геометрии прибора (толщина диэлектрической пленки мишени, диэлектрической проницаемости мишени, расстояния мишень-коллектор), тока и диаметра пучка, продолжительности облучения мишени электронным пучком, но в условиях дальнего коллектора изменения перечисленных параметров мало влияют на величину напряженности поля.

У мишеней с тонкими слоями и малой диэлектрической проницаемостью эффекты зарядного пятна выражены слабее.

Для устранения этих эффектов и уменьшения перераспределения вторичных электронов на соседние участки мишени следует коллектор приближать к мишени и подавать на него достаточное отбирающее напряжение.

При записи электронно-возбужденной проводимостью поля распространены в меньшем объеме вакуумного промежутка, чем в случае записи вторичной электронной эмиссией на отражение. Это говорит о том, что накопитель с возбужденной проводимостью способен обеспечить лучшую разрешающую способность, чем вторично-эмиссионный накопитель.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Архипов. Масштабно-временное преобразование коротких сигналов при помощи электронно-лучевых трубок памяти. Изд-во «Энергия», 1969.
 2. O. D. Kellog. Foundations of potential theory. Berlin, 1929.
 3. С. А. Фридрихов, Л. А. Серебров. К вопросу о зарядном пятне, возникающем на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным пучком. «Радиотехника и электроника», т. 5, № 10, 1960.
 4. С. А. Фридрихов, Л. А. Серебров. Электростатические свойства элементарного накопителя зарядов, возникающих на диэлектрической мишени при вторичной электронной эмиссии. «Радиотехника и электроника», т. 7, № 3, 1962.
 5. В. Н. Кузнецов, Э. Н. Салай. Авт. свид. № 300947 от 5/VI-70 г. «Бюллетень изобретений», № 13, 1971.
 6. В. Я. Упатов. Об электрическом поле зарядного пятна, созданного на поверхности диэлектрика электронным пучком. «Радиотехника и электроника», т. 2, № 2, 1957.
-