

# ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯДНОГО ПЯТНА НА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ БИСТАБИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ. ЧАСТИ I И II

*В. Н. Свитенко*

Харьков

## ЧАСТЬ I

В последнее время проводятся интенсивные работы по внедрению в различные области науки и техники бистабильных запоминающих электронно-лучевых трубок (БЗЭЛТ). Разработка устройств обработки информации, измерительных, запоминающих, регистрирующих и других устройств, основным элементом которых является БЗЭЛТ, невозможна без четкого знания характеристик и параметров выходных сигналов, снимаемых с электродов указанных электронно-лучевых приборов. Это может быть достигнуто только на основе более полных представлений механизма образования зарядного пятна на поверхности мишени БЗЭЛТ.

Исследованию образования зарядов на поверхности диэлектрика под влиянием электронной бомбардировки посвящен ряд работ, в которых рассмотрен процесс возникновения зарядного пятна на диэлектрике и получены аналитические выражения для его потенциала и напряженности электрического поля [1, 2], приведены результаты экспериментальных исследований образования зарядов на поверхности диэлектрика под влиянием электронной бомбардировки, в частности, приводятся данные об импульсном методе изучения кинетики зарядки и разрядки диэлектрика [3, 4].

Однако результаты перечисленных выше работ нельзя в полной мере распространять на физические процессы, протекающие в запоминающем узле БЗЭЛТ, так как принцип работы и конструктивное выполнение этих приборов обуславливают специфические особенности кинетики образования зарядного пятна на диэлектрической поверхности мишени.

В данной статье рассматриваются некоторые процессы, происходящие на поверхности мишени БЗЭЛТ при облучении последней неподвижным электронным пучком быстрых электронов.

### **Особенности условий формирования зарядного пятна на поверхности мишени БЗЭЛТ**

БЗЭЛТ, например типа 13ЛН2, в отличие от обычных ЭЛТ, содержит записывающий электронный прожектор, который формирует острофокусированный пучок быстрых электронов; воспроизводящий прожектор.

формирующий распределенный пучок медленных электронов и запоминающий узел, мишень которого выполнена из мелкоструктурной никелевой сетки с шагом 0,1 мм, и шириной перемычки 0,02—0,025 мм, покрытой со стороны прожекторов слоем диэлектрика толщиной 0,06—0,08 мм. Коллекторная сетка с шагом 0,02—0,027 мм и шириной перемычки 0,05 мм расположена непосредственно на поверхности диэлектрика мишени и удерживается на ней за счет поверхностного сцепления.

Зарядное пятно на поверхности диэлектрика мишени образуется в результате одновременного облучения последнего лучом быстрых электронов записывающего прожектора и потоком медленных электронов воспроизводящего прожектора. При превышении плотности тока луча записывающего прожектора над плотностью тока луча воспроизводящего на диэлектрике возникает зарядное пятно с положительным потенциальным рельефом. Причем все точки мишени, которые под воздействием записывающего электронного луча приобрели потенциалы выше первого критического потенциала мишени, под воздействием электронного луча воспроизводящего прожектора принимают потенциал, равный второму критическому потенциалу (практически потенциалу коллектора). И наоборот, точки мишени, имеющие после облучения электронным лучом записывающего прожектора потенциалы, меньше первого критического, под воздействием воспроизводящего электронного прожектора принимают потенциал его катода (практически равный нулю).

Таким образом, особенности условий формирования зарядного пятна в БЗЭЛТ заключаются в том, что оно возникает при одновременном облучении диэлектрика мишени остро сфокусированным лучом быстрых электронов записывающего прожектора и распределенным лучом медленных электронов воспроизводящего прожектора, а коллекторная сетка расположена в непосредственной близости от поверхности диэлектрика мишени.

#### Расчет потенциала элементарной точки мишени, находящейся под облучением потока быстрых электронов записывающего прожектора

Известно, что величина и направление тока через мишень зависят от величины действующего коэффициента вторичной электронной эмиссии, который, в свою очередь, зависит от потенциала между соответствующим элементом мишени и коллекторной сеткой  $U_{м.к}$  в каждый данный момент времени.

Приращение потенциала элементарного участка мишени, находящегося под действием первичного луча в течение времени  $t$ , в общем виде можно записать следующим образом:

$$dU_{м.к} = \frac{I_{л}(\sigma - 1)}{C_{э.н}} dt, \quad (1)$$

где  $I_{л}$  — полный ток луча записывающего прожектора;

$\sigma$  — действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии;

$C_{э.н}$  — емкость элементарного накопителя мишени.

Принимая форму поперечного сечения электронного луча записывающего прожектора круглой и учитывая, что для большинства прожекторов ЭЛТ плотность тока этого луча в данном сечении распределена по закону Гаусса, имеем

$$dU_{м.к}(r) = \frac{i_0(\sigma_i - 1) \exp \left[ -\left(\frac{r}{r_e}\right)^2 \right]}{C'_{э.н}} dt, \quad (2)$$

где  $\sigma_i$  — значение действующего коэффициента вторичной эмиссии с рассматриваемого элемента мишени;

$C'_{э.н}$  — удельная емкость элементарного накопителя.

Учитывая, что выражение для действующего коэффициента вторичной эмиссии имеет вид [5]

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp \left[ \frac{U_{м.к}(r)}{U_0} \right], \quad (3)$$

а также интегрируя выражение (2) и подставляя соответствующие пределы, получим

$$U_{м.к}(r) \Big|_{0 < t < \tau_0} = \frac{j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2} (\sigma_0 - 1)}{C'_{э.н}} t - E, \quad (4)$$

где  $t = 0$  — момент включения луча;

$E$  — начальная разность потенциалов между мишенью и сеткой коллектора до включения луча.

Таким образом, выражение (4) определяет изменение разности потенциалов между элементарной точкой поверхности мишени и коллекторной сеткой с течением времени после включения луча. Влияние пространственного заряда не учитывается, так как расстояние между коллекторной сеткой и мишенью, как отмечалось выше, практически равно нулю [1,5].

Из этого выражения значение времени  $\tau_i$ , при котором любой облучаемый элемент мишени достигнет потенциала коллектора, запишется следующим образом:

$$\tau_i = \frac{E C'_{э.н}}{j_0 (\sigma_0 - 1)} e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2},$$

а элемент мишени, находящийся в центре облучающего луча, достигнет указанного потенциала за время

$$\tau_0 = \frac{E C'_{э.н}}{j_0 (\sigma_0 - 1)},$$

Следовательно, до момента времени, равного  $\tau_0$ , процесс накопления заряда всех облучаемых точек мишени происходит при полном отборе вторичных электронов, а потенциал каждой точки прямо пропорционален плотности тока облучающего луча в этой точке и времени ее облучения.

При  $t > \tau_0$   $U_{м.к}(r) > 0$ , и на основании выражения (2)  $\sigma_i \neq \sigma_0$ , т. е. при дальнейшем облучении диэлектрика мишени на его поверхности, появляется совокупность точек, приращение потенциала которых

$$dU_{м.к}(r) \Big|_{t > \tau_i} = \frac{j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2} \left( \frac{U_{м.к}(r)}{U_0} (\sigma_0 e - 1) \right)}{C'_{э.н}} dt.$$

Аналогично, интегрируя и подставляя соответствующие пределы, имеем

$$U_{м.к}(r) \Big|_{t > \tau_i} = U_0 \ln \left\{ (1 - \sigma_0) \exp \left[ - \frac{j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2}}{C'_{э.н} U_0} (t - \tau_i) \right] \right\} + \sigma_0. \quad (5)$$

Из выражений (3) и (4) следует, что при облучении поверхности мишени потоком быстрых электронов в течение времени  $t > \tau_0$  на поверхности мишени следует различать две области элементарных точек,

для одной из которых  $\sigma_i = \sigma_0$ , а второй —  $\sigma_i \neq \sigma_0$ . С увеличением времени облучения потенциалы всех элементарных точек, работающих в области насыщения, стремятся к  $U_0 \ln \sigma_0$ , а радиус этой области увеличивается (на основании выражения (3)) по закону

$$r = r_e \sqrt{\ln \frac{t}{\tau_0}}$$

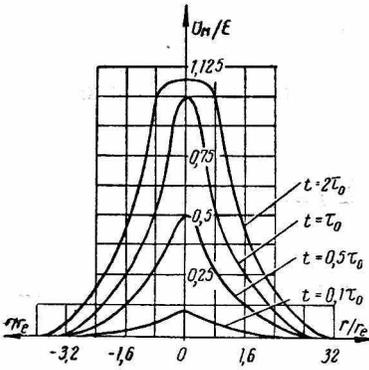


Рис. 1. Зависимость распределения потенциала мишени от времени облучения ее поверхности электронным пучком записывающего проектора.

и стремится к бесконечности при  $t \rightarrow \infty$ . Иными словами, при бесконечном времени облучения поверхности мишени неподвижным лучом быстрых электронов потенциалы всех элементарных точек последней принимают установившееся значение.

На рис. 1 показано изменение потенциала мишени в зависимости от времени облучения, вычисленное на основании выражений (4) и (5).

Величину тока  $I_M$ , протекающего через мишень, определим из выражения (1)

$$I_M = I_L(\sigma_0 - 1).$$

Так как ток полезного сигнала через мишень определяется изменением разности потенциалов  $U_{M, K}$ , в этом случае следует записать

$$I_M = I_{M1} + I_{M2},$$

где  $I_{M1} = \int_{r_e \sqrt{\ln \frac{t}{\tau_0}}}^{\infty} \int_0^{2\pi} j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2} r(\sigma_0 - 1) dr d\varphi$  — ток, обусловленный перезарядом той площади мишени, которая работает при  $\sigma_i = \sigma_0$ ;

$I_{M2} = \int_0^{r_e \sqrt{\ln \frac{t}{\tau_0}}} \int_0^{2\pi} \frac{j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2} r(\sigma_0 - 1) dr d\varphi}{1 - \sigma_0 + \frac{\sigma_0 \exp\left[\frac{j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_e}\right)^2}}{C_{э.н} U_0} - t\right]}{\exp\left[\frac{E}{U_0(\sigma_0 - 1)}\right]}}$  — ток, обусловленный перезарядом той площади мишени, которая работает при  $\sigma_i \neq \sigma_0$ .

Интегрируя и выполняя несложные преобразования, окончательно имеем

$$I_M = I_L(\sigma_0 - 1) \frac{\tau_0}{t} + \frac{C_{э.н} U_0}{t} \ln \left\{ (1 - \sigma_0) \exp \left[ \frac{E}{U_0(\sigma_0 - 1)} - \frac{I_L t}{C_{э.н} U_0} \right] + \sigma_0 \right\}. \quad (6)$$

Следует отметить, что данное выражение справедливо при  $t \geq \tau_0$ . Это объясняется использованной при математических выкладках аппроксимацией вольт-амперной характеристики мишени, соответствующей выражению (3).

На рис. 2 представлено относительное изменение тока мишени в зависимости от времени облучения, полученное из выражения (6).

## Результаты экспериментальных исследований

Распределение нормальных составляющих напряженности электрического поля зарядных пятен измерялось нулевым методом с дополнениями, предложенными Л. А. Серебровым и С. А. Фридриховым.

Картина распределения нормальных составляющих напряженности электрического поля положительных зарядных пятен показана на рис. 3. Зарядные пятна создавались облучением мишени БЗЭЛ типа 13ЛН2 расфокусированным электронным пучком с эффективным диаметром, примерно 5 мм при  $t < \tau_0$ . Первое зарядное

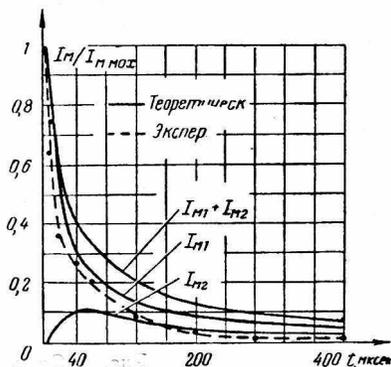


Рис. 2. Относительное изменение импульса тока мишени от времени облучения ее поверхности потоком быстрых электронов.

пятно создавалось при выключенном воспроизводящем прожекторе, второе — при включенном. Диаметр сканирующего луча не превышал 0,5 мм.

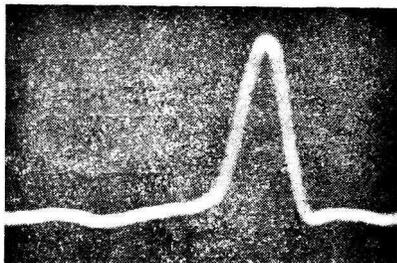
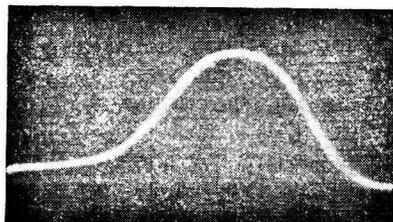


Рис. 3. Осциллограммы распределения нормальных составляющих напряженности электрического поля положительных зарядных пятен:  
 а — пятно создавалось при выключенном воспроизводящем прожекторе;  
 б — при включенном воспроизводящем прожекторе.

Увеличение напряженности поля зарядного пятна, созданного при включенном воспроизводящем прожекторе, объясняется уменьшением его площади. Этот процесс характеризуется одновременным увеличением до максимального, равномерно распределенного заряда по всей площади зарядного пятна, под влиянием электронного пучка воспроизводящего прожектора.

Исследование зависимости  $I_m$  от времени облучения поверхности мишени электронным лучом записывающего прожектора (при выключенном и включенном воспроизводящем прожекторе) производилось путем измерения зарядного тока мишени по осциллограммам импульсов этого тока на основании методики, предложенной в работах [3, 4]. Одна из осциллограмм представлена на рис. 4.

На рис. 2 изображена искомая зависимость зарядного тока от времени облучения. В обоих случаях ток мишени в течение некоторого промежутка времени  $\tau_0$  сохраняет свое постоянное значение, при этом воспроизводящий прожектор не оказывает существенного влияния на

величину  $\tau_0$ . Однако при импульсном облучении поверхности мишени, одновременно подсвеченной распределенным электронным пучком воспроизводящего прожектора, установившееся значение тока мишени не равно нулю и зависит от соотношения облучающих токов и частоты подсветки записывающего электронного луча.

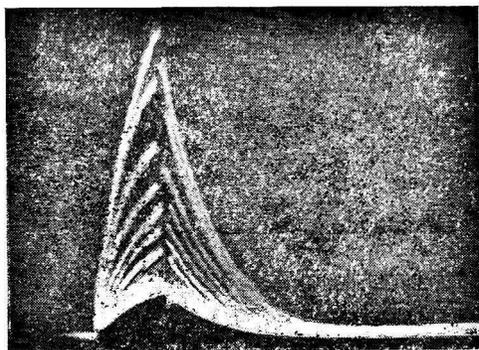


Рис. 4. Оциллограммы импульсов зарядного тока мишени.

## ВЫВОДЫ

Результаты настоящей работы можно кратко сформулировать следующим образом.

1. Выполнен расчет потенциала неоднородного зарядного пятна, возникающего на диэлектрике мишени БЗЭЛТ, работающей в режиме записи, и получено выражение для тока мишени, протекающего при создании этого пятна.

2. В результате проведенных экспериментов установлено влияние воспроизводящего прожектора на параметры зарядного пятна и ток мишени: распределенный пучок медленных электронов воспроизводящего прожектора уменьшает площадь неоднородного зарядного пятна и выравнивает заряды на этой площади до максимального значения, т. е. создает однородное зарядное пятно.

При импульсном облучении мишени с частотой следования импульсов менее 50 гц и подсветкой ее поверхности электронным пучком воспроизводящего прожектора установившееся значение импульсного тока мишени не равно нулю, что благоприятствует выполнению внутреннего перезарядного считывания БЗЭЛТ.

## ЧАСТЬ II

Рассмотренный в работе режим образования зарядного пятна на диэлектрике мишени бистабильной запоминающей электронно-лучевой трубки (БЗЭЛТ)\* характерен при использовании этих приборов в качестве запоминающих устройств, например, для хранения двоичной информации в цифровых вычислительных машинах. Однако наиболее широко БЗЭЛТ применяется при изучении всевозможных непериодических единичных процессов путем модуляции рельефа по геометрической форме, т. е. когда электронный луч записывающего прожектора в верти-

См. статью настоящего сборника.

кальном направлении отклоняется исследуемым сигналом, а в горизонтальном — разворачивается во времени, в результате чего на мишени фиксируется графическое изображение исследуемого сигнала. В связи с этим большой интерес представляет изучение механизма возникновения зарядной дорожки на диэлектрике мишени при облучении его поверхности движущимся пучком быстрых электронов с постоянной подсветкой расфокусированным пучком медленных электронов.

В настоящей работе рассматриваются кинетика образования и параметры бистабильной зарядной дорожки в зависимости от скорости перемещения острофокусированного электронного луча, форма поперечного сечения которого принята круглой, а распределение плотности тока — гауссовым.

Условимся, что при включении записывающего прожектора острофокусированный поток быстрых электронов непосредственно воздействует на диэлектрик мишени и в дальнейшем перемещается в направлении развертки.

При перемещении записывающего луча по мишени с постоянной скоростью плотность тока в любой точке мишени в момент времени  $t$  будет равна

$$j(x, y) = j_0 \exp \left[ -\frac{(x - x_0 - Vt)^2 + y^2}{r_e^2} \right],$$

где  $j_0$  — плотность тока в центре облучающего пучка электронов;

$x$  — координата в направлении движения луча;

$x_0$  — координата центра облучающего луча;

$V$  — скорость перемещения облучающего луча;

$r_e$  — эквивалентный радиус облучающего луча.

Приращения потенциалов элементарных площадок мишени, полученные в результате облучения ее поверхности движущимся лучом и отсчитываемые относительно потенциала коллектора, определяются на основании следующего выражения:

$$dU_{м.к.т} = \frac{j_0(\sigma_0 - 1)e}{C'_{э.н}} \frac{-\frac{(x - x_0 - Vt)^2 + y^2}{r_e^2}}{dt}, \quad (7)$$

где  $\sigma_i$  — действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии с рассматриваемого участка мишени;

$C'_{э.н}$  — удельная емкость элементарного накопителя.

Для упрощения дальнейших математических выкладок введем относительные безразмерные координаты

$$\frac{x - x_0}{r_e} = a; \quad \frac{Vt}{r_e} = \delta; \quad \frac{y}{r_e} = g. \quad (8)$$

Интегрируя выражение (7) и учитывая (8), имеем

$$U_{м.к.т} = \frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 (\sigma_0 - 1)}{2C'_{э.н} V} e^{-g^2} [\Phi(a - \delta_1) - \Phi(a - \delta_2)] - E, \quad (9)$$

где  $\delta_1$  — момент включения записывающего луча;

$\Phi(a - \delta)$  — интеграл вероятности;

$E$  — начальная разность потенциалов между поверхностью мишени и сеткой коллектора до включения луча.

Выражение (9), определяющее потенциал элементарной площадки мишени при облучении ее движущимся лучом, справедливо при  $\delta_2 \gg \delta_1$ ,

так как до момента включения луча потенциальный рельеф не наносился. Причем,  $\delta_2$  соответствует такому предельному положению центра записывающего луча на координатной оси, при котором образование зарядов на всех облучаемых точках мишени происходит при полном отборе вторичных электронов. Очевидно, что  $\delta_2$  является функцией скорости перемещения луча, так как при изменении последней меняется время облучения элементарных площадок мишени.

Значение скорости перемещения луча  $V_0$ , при которой потенциал элементарной площадки мишени с координатой  $g = 0$ , удаленной в бесконечность от координаты, соответствующей месту положения луча в момент его подсветки, принимает значение, равное нулю, определяется из выражения (9) и имеет следующий вид:

$$V_0 = \frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 (\sigma_0 - 1)}{C'_{э.н} E}. \quad (10)$$

Таким образом,  $V_0$  является минимальной скоростью, которая обеспечивает нанесение зарядной дорожки в режиме полного отбора вторичных электронов. При коммутации элементов мишени электронным лучом, перемещающимся со скоростью  $V < V_0$ , на поверхности диэлектрика мишени возникает совокупность элементарных площадок, действующий коэффициент вторичной эмиссии с которых не равен истинному коэффициенту. Следовательно, приращение потенциала этих элементарных площадок

$$dU_{м.к.и}|_{V < V_0} = \frac{j_0 (\sigma_0 e^{\frac{U_{м.к.и}}{U_0}} - 1) e^{-[(a - \delta)^2 - g^2]}}{C'_{э.н}} dt.$$

Интегрируя и подставляя соответствующие пределы, получаем

$$U_{м.к.и}|_{V < V_0} = U_0 \ln \left\{ (1 - \sigma_0) e^{-\frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 e^{-g^2}}{2U_0 C'_{э.н} V} [\Phi(a + \delta) + \Phi(a - \delta_2)]} + \sigma_0 \right\}. \quad (11)$$

Таким образом, выражение (11) определяет изменение разности потенциалов между коллекторной сеткой и элементарной площадкой мишени в зависимости от скорости коммутации последней электронным лучом. Следует отметить, что при прохождении записывающим лучом расстояния, равного  $\delta_2$ , потенциал элемента мишени с координатами  $g = 0$  и  $a = \infty$  приобретает нулевое значение. При дальнейшем движении луча, т. е. при  $\delta \rightarrow \infty$ , потенциал данного элемента растет и принимает установившееся значение, а координата  $a_i$  элемента мишени с нулевым потенциалом уменьшается и принимает конечное значение, которое определяется для различных скоростей записи из выражения (9).

На рис. 5 представлена кинетика образования потенциального рельефа на диэлектрической мишени в зависимости от скорости перемещения записывающего луча. Построение выполнено на основании выражений (9) и (11).

Так как теоретически установившееся значение потенциала приобретают элементарные площадки мишени, имеющие координаты  $a_i \geq \infty$ , его значение (для соответствующих скоростей перемещения записывающего луча) с учетом (10) имеет вид

$$U_{м.к.у}(g)|_{V < V_0} = U_0 \ln \left[ (1 - \sigma_0) e^{-\frac{EV_0}{U_0 V (\sigma_0 - 1)} e^{-g^2}} + \sigma_0 \right], \quad (12)$$

$$U_{м.к.у}(g)|_{V > V_0} = E \left( \frac{V_0}{V} e^{-g^2} - 1 \right). \quad (13)$$

Как и следовало ожидать, установившееся значение потенциала существенно зависит от скорости записи и при  $V \rightarrow 0$  стремится к величине, равной  $U_0 \ln \sigma_0$ , что согласуется с результатами, полученными в первой части настоящей работы. Однако при  $V \rightarrow \infty$   $U_{м.к.у}(g) \rightarrow -E$ , т. е. нанесения зарядов на диэлектрик мишени из-за малого времени коммутации не происходит, и потенциалы всех элементарных площадок мишени равны первоначальному потенциалу.

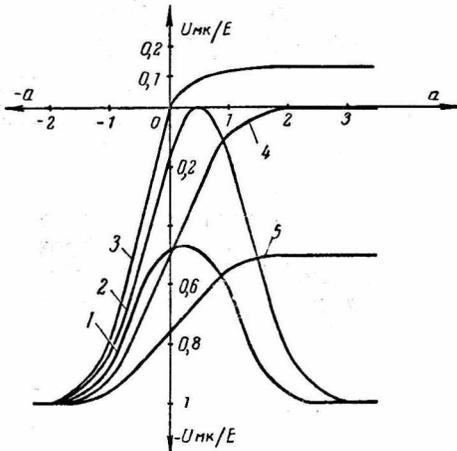


Рис. 5. Образование потенциального рельефа на диэлектрике мишени в зависимости от скорости перемещения записывающего луча и его координаты  $\delta_2$ :

1 -  $\delta_2 = \infty$ ,  $V_3 = 0,5 V_0$ ; 2 -  $\delta_2 = 1$ ,  $V_3 = 0,5 V_0$ ;  
 3 -  $\delta_2 = 0,5$ ,  $V_3 = 0,5 V_0$ ; 4 -  $\delta_2 = \infty$ ,  $V_3 = V_0$ ;  
 5 -  $\delta_2 = \infty$ ,  $V_3 = 2 V_0$ .

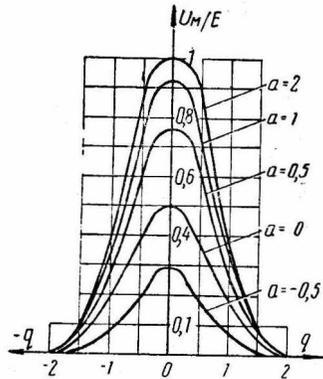


Рис. 6. Распределение потенциалов элементарных площадок мишени в плоскости поперечного сечения потенциального рельефа при  $V_3 = V_0$ .

Практически установившееся значение потенциала облучаемой поверхности мишени наблюдается при смещении записывающего луча на расстоянии, равном его эквивалентному диаметру. Тогда время установления

$$\tau_y = \frac{d_e}{V}$$

Распределение потенциалов элементарных площадок в плоскости поперечного сечения потенциального рельефа для  $V_3 = V_0$  изображено на рис. 6.

Учитывая специфику образования зарядной дорожки в БЗЭЛТ, выражение для максимальной скорости записи получаем путем замены в выражении (10) величины  $E$  на  $U_{кд 1}$ :

$$V_{з. макс} = \frac{V \sqrt{\pi r} e^{j_a} (\sigma_0 - 1)}{C_{з.н} U_{кд 1}}$$

Таким образом, для увеличения скорости записи в качестве диэлектрика мишени необходимо использовать материалы, обладающие высоким значением истинного коэффициента вторичной эмиссии и малой диэлектрической проницаемостью. Очевидно, можно предложить и увеличение толщины диэлектрика, что позволит уменьшить элементарную емкость накопителя. Однако последнее связано с некоторыми технологическими трудностями. Увеличение скорости записи достигается также за счет увеличения расстояния между коллекторной сеткой и сеткой мишени, но это значительно ухудшает разрешающую способность БЗЭЛТ,

что объясняется увеличением засева близлежащих участков мишени вторичными электронами при нанесении зарядной дорожки.

Определяя параметры зарядной дорожки, учтем, что при перемещении записывающего луча с максимальной скоростью элементарная площадка мишени, имеющая координаты  $a = \infty$ ,  $g = 0$ , приобретает потенциал, равный первому критическому потенциалу мишени; в случае же выполнения записи со скоростью  $V_3 < V_{3, \text{ макс}}$  появляется совокупность элементарных участков — образующая область, потенциал которой, по крайней мере, не ниже  $U_{\text{кр.1}}$ . Границы данной области определяют конфигурацию зарядной дорожки, находятся из выражения (9) и связаны с координатой  $a$  следующим соотношением:

$$h = \sqrt{\ln \frac{V_{3, \text{ макс}} [1 + \Phi(a)]}{2V_3}}, \quad (14)$$

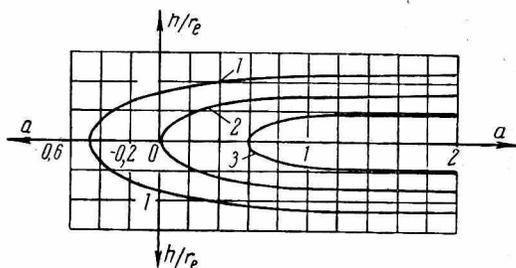


Рис. 7. Зависимость ширины бистабильной потенциальной дорожки от скорости записи:  
1 —  $V_3 = 0,25 V_{3, \text{ макс}}$ ; 2 —  $V_3 = 0,5 V_{3, \text{ макс}}$ ;  
3 —  $V_3 = 0,8 V_{3, \text{ макс}}$ .

где  $h$  — относительная полуширина бистабильной дорожки.

Устремив в выражении (14)  $a$  в бесконечность, получим установившееся значение ширины бистабильной дорожки

$$h' = 2r_e \sqrt{\ln \frac{V_{3, \text{ макс}}}{V_3}}.$$

На рис. 7 изображена форма бистабильной потенциальной дорожки в зависимости от скорости записи. Гауссовое распределение плотности тока по сечению записывающего электронного луча обуславливает увеличение ширины этой дорожки при уменьшении скорости записи и при  $V_3 \rightarrow 0$   $h' \rightarrow \infty$ , т. е. при воздействии на поверхность мишени неподвижного записывающего луча потенциал всех ее точек принимает установившееся значение, которое больше первого критического потенциала мишени.

Итак, в результате анализа кинетики образования зарядной дорожки на поверхности мишени БЗЭЛТ при облучении ее диэлектрика острофокусированным движущимся пучком быстрых электронов можно сделать следующие выводы:

1) установлена существенная зависимость кинетики образования зарядной дорожки от скорости перемещения записывающего электронного луча;

2) получено аналитическое выражение для минимальной скорости  $V_0$ , при которой образование зарядной дорожки происходит при полном отборе вторичной электронной эмиссии с облучаемого диэлектрика мишени;

3) при перемещении луча со скоростью  $V_3 < V_0$  на облучаемой поверхности мишени различается две области, для одной из которых  $\sigma_i \neq \sigma_0$ , а второй  $\sigma_i = \sigma_0$ , причем, с увеличением  $V_3$  область, работающая в режиме полного отбора вторичных электронов, увеличивается и в конечном пределе принимает размеры эквивалентной площади облучающего электронного пучка;

4) получены аналитические выражения для установившихся потенциалов элементарных площадок мишени, которые позволяют оценивать последние в зависимости от скорости перемещения записывающего луча;

5) анализ аналитического выражения максимальной скорости записи

еще раз указывает на необходимость создания диэлектриков с максимальным истинным коэффициентом вторичной электронной эмиссии и минимальной диэлектрической проницаемостью;

б) на основании приведенных аналитических выражений можно определить любой параметр линейного потенциального рельефа, образованного путем сканирования записывающего электронного луча по поверхности мишени.

Полученные результаты полезны при рассмотрении БЗЭЛТ, работающих в режиме внутреннего перезарядного считывания записанной информации, который позволяет значительно увеличить эффективность использования ЭЛТ данного класса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Серебров, С. А. Фридрихов. Кинетика образования и критический потенциал положительного зарядного пятна на диэлектрике. «Радиотехника и электроника», 1963, № 8.
2. Л. А. Серебров, С. А. Фридрихов. К вопросу о зарядном пятне, возникающем на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным пучком. «Радиотехника и электроника», 1960, № 10.
3. Н. М. Карнаухова, В. Я. Упатов. Экспериментальное исследование образования зарядов на поверхности диэлектрика под влиянием электронной бомбардировки. «Радиотехника и электроника», 1959, № 3.
4. И. Р. Закирова и С. А. Фридрихов. Кинетика накопления заряда поверхностью диэлектрика при облучении электронным пучком. «Известия АН СССР, серия физическая», 22, 5, 1958.
5. В. К. Архипов. Масштабно-временное преобразование коротких сигналов при помощи электронно-лучевых трубок памяти. Изд-во «Энергия», 1968.