

## РАБОТА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ С ЗАПИСЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов, родоначальником которых явились телевизионные передающие трубки, находят все более широкое применение в различных областях техники. Это связано с замечательной способностью своеобразного запоминания входного сигнала в виде так называемого потенциального рельефа.

В свою очередь память ЭЛТ с накоплением зарядов делает возможным различные преобразования исходного сигнала.

Возникла потребность использовать ЭЛТ для квазилинейного преобразования частоты. Говоря о преобразовании частоты, имеют в виду, что в результате совместного воздействия записывающего и считывающего пучков, развернутых по окружности, в момент их встречи формируется сигнал с частотой, равной либо сумме, либо разности входных частот.

Поскольку работа большинства ЭЛТ основана на явлении зарядки диэлектриков [1, 2], то для успешного решения поставленной задачи необходимы более полные представления о механизме образования зарядного пятна.

Вопросам образования зарядного пятна и исследованию выходных параметров прибора посвящено значительное число публикаций [3—7].

Однако результаты этих работ нельзя в полной мере распространить на физические процессы описываемой ЭЛТ, так как они не учитывают явления электронно-возбужденной проводимости и конструктивных особенностей трубки.

В настоящей работе рассматриваются процессы кинетики зарядки и разрядки поверхности диэлектрика при записи электронно-возбужденной проводимостью, проводятся математические исследования этих процессов и экспериментальная их проверка.

### **Описание конструкции и принцип работы ЭЛТ**

ЭЛТ содержит записывающий и считывающий прожекторы, формирующие пучки быстрых электронов и конусную мишень, расположенную между ними. После отклоняющих пластин считывающего прожектора расположено тороидальное фокусирующее устройство, с помощью которого можно отклонять луч на  $65-66^\circ$ . Считывающий луч расфокусирован в продольном направлении за счет конусности мишени, благодаря чему уменьшается паразитная модуляция основного сигнала.

На мишени, предварительно приведенной к равновесному потенциалу, записывают по окружности потенциальный рельеф со скоростью  $V_1$ , который считывают со скоростью  $V_2$  ( $V_2 > V_1$ ). Образование сигнала в трубке происходит в момент встречи пучков за счет переменной составляющей вторично-эмиссионного тока, идущего с мишени на коллектор. Переменная составляющая вторично-эмиссионного тока проходит через емкость элемента в цепь СП и вызывает в этой цепи импульс тока, образующий падение напряжения на сопротивлении. Сигнал снимается с этого сопротивления, включенного на вход предварительного усилителя.

### **Расчет потенциала элементарной точки мишени при записи электронно-возбужденной проводимостью**

Явление электронно-возбужденной проводимости заключается в том, что под действием электронного пучка в диэлектрическом слое возникает проводимость. Ток возбужденной проводимости в первом приближении пропорционален току записывающего лучка и возрастает с увеличением разности потенциалов между поверхностью слоя и подложкой.

Если между поверхностью слоя и подложкой существует разность потенциалов, то под действием электронного пучка, создающего возбужденную проводимость, потенциал поверхности слоя изменяется, приближаясь к потенциалу подложки. Смещение потенциала поверхности слоя в сторону потенциала подложки происходит независимо от полярности напряжения, приложенного к слою, хотя величина тока возбужденной проводимости, а, следовательно, и скорость изменения потенциала зависит от полярности напряжения.

Следует подчеркнуть, что при кажущейся простоте физические процессы, происходящие при работе трубок с накоплением зарядов, весьма сложны и изучены недостаточно. Строгий математический анализ электронно-лучевых трубок с накоплением зарядов с учетом всех явлений, происходящих в них, затруднителен.

В целях упрощения расчетной части вводим следующие допущения.

1. Ток проводимости в данной пленке при данных скоростях электронов пропорционален току записывающего пучка, т. е. коэффициент возбужденной проводимости пленки

$$q = \frac{i}{i_0}$$

не зависит от тока бомбардирующего пучка в широких пределах ( $i_0$  — ток бомбардирующего пучка,  $i$  — ток проводимости).

2. Коэффициент проводимости пленки при данных скоростях электронов пропорционален напряженности поля в слое.

3. Для данной толщины пленки и напряженности поля зависимость коэффициента возбужденной проводимости от скорости электронов имеет максимум, причем величина этого максимума пропорциональна поглощенной энергии.

4. Первичный пучок электронов является монокинетичным; энергия первичных электронов соответствует значению коэффициента вторичной электронной эмиссии к. в. э. э.  $\sigma > 1$ .

5. Все первичные электроны падают перпендикулярно к поверхности.

6. Распределение тока по сечению пучка в плоскости мишеней подчиняется закону Гаусса:

$$j(r) = j_0 \exp \left[ - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right],$$

который хорошо подтверждается для большинства пушек ЭЛТ.

Плотность заряда, образованного на поверхности пленки под действием считывающего луча:

$$q = c_0 u, \quad (1)$$

где  $c_0$  — удельная емкость поверхности пленки по отношению к сигнальной пластине.

При записи этот заряд должен быть сведен к нулю для получения максимально возможного потенциального рельефа при данном потенциале коллектора. Заряд убывает за счет возбужденной проводимости, коэффициент которой  $q$  с достаточной степенью точности пропорционален напряженности электрического поля в пленке, которая выражается как

$$\bar{E} = \frac{U_{пл}}{l}, \quad (2)$$

где  $l$  — толщина пленки.

Для пленок, толщина которых не превосходит той, при которой поглощаются все первичные электроны, коэффициент возбужденной проводимости прямо пропорционален  $\sqrt{l}$ , т. е.

$$q = k\sqrt{l} \bar{E} = \frac{k u_{\text{пл}}}{\sqrt{l}}. \quad (3)$$

Плотность зарядного тока

$$j = t_0 q \text{ или } j = \frac{k u_{\text{пл}} j_0}{\sqrt{l}}, \quad (4)$$

тогда уменьшение заряда

$$dQ = \frac{j_0 k u_{\text{пл}} dt}{\sqrt{l}}. \quad (5)$$

В общем виде изменение потенциала элемента мишени под действием записывающего луча в течение времени пребывания его на данном элементе можно записать как

$$du = \frac{j_0 k u_{\text{пл}} dt}{c_0 \sqrt{l}} \quad (6)$$

( $dl$  — время разрядки пленки;  $U_{\text{пл}}$  — разность потенциалов на пленке).

Интегрируя выражение (6), получаем:

$$U = U_0 e^{-\frac{I_0 k t}{c_0 \sqrt{l}}}, \quad (7)$$

где  $t$  — момент включения луча;

$\tau$  — момент времени, при котором облучаемый элемент достигнет установившегося потенциала;

$U_0$  — начальная разность потенциалов на пленке.

Это выражение определяет изменение разности потенциалов между поверхностью мишени и подложкой на электронном накопителе с течением времени после включения луча. Определим величину тока, протекающего через мишень, который обусловлен электронно-возбужденной проводимостью пленки:

$$\delta = \frac{I_{\text{м}}}{I_{\text{л}}}. \quad (8)$$

Однако

$$\delta = \frac{dQ'_{\text{м}}}{dQ_2} + \sigma_{\text{э2}} - 1, \quad (9)$$

где  $dQ'_{\text{м}}$  — поверхностный заряд, утраченный мишенью в результате ее бомбардировки записывающим пучком;

$dQ_2$  — заряд, приносимый этим пучком на мишень;

$\sigma_{\text{э2}}$  — эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии.

Значение этого коэффициента непрерывно изменяется в процессе облучения мишени записывающим лучом. Если в пределах длительности одиночного импульса первичного тока  $\sigma_{\text{э2}}=1$  то

$$\delta = \frac{dQ'_M}{dQ_2}. \quad (10)$$

Измерение зарядов  $dQ'_M$  и  $dQ_2$  не вызывает затруднений. Однако величину заряда  $dQ'_M$  можно установить лишь косвенным образом, регистрируя компенсирующий заряд  $dQ_M$  и полагая, что он равен искомому заряду  $dQ'_M$ .

В результате воздействия считывающего пучка электронов потенциал поверхности достигает равновесного значения  $U_0$ . При этом

$$\Delta Q_M = i_{\text{сч}} \left[ \int_0^{t_{\text{сч}}} \sigma_{\text{э1}}(t) dt - t_{\text{сч}} \right] \quad (11)$$

$t_{\text{сч}}$  — время, необходимое для считывания потенциального рельефа, нанесенного на мишень под действием считывающего луча).

Действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии

$$\sigma_d = \sigma_0 \exp \left( - \frac{U_{\text{МК}}}{U_0} \right). \quad (12)$$

Однако зависимость действующего коэффициента вторичной эмиссии от напряжения между мишенью и коллектором для малых значений можно принять линейной, тем более, что в реальных трубках наблюдается определенное отклонение характеристики  $\sigma_d$  от описываемого выражения (12) [7]:

$$\sigma_d = 1 - k' U_{\text{МК}}. \quad (13)$$

С учетом этого обстоятельства выражение для тока мишени можно записать как

$$I_M = I_d - k' U_{\text{МК}}. \quad (14)$$

Эта величина тока определяется с момента включения луча до установившегося состояния, т. е. при  $\sigma = \sigma_0$ .

В таком случае потенциал коллектора значительно выше потенциала поверхности диэлектрика. В процессе дальнейшей бомбардировки каждый элемент начнет повышать потенциал, т. е. число уходящих электронов станет больше числа приходящих. Центр пятна быстрее повышает свой потенциал, так как плот-

ность пучка в центре больше. Это продолжается до тех пор, пока потенциал центра не примет установившееся значение, которое в условиях дальнего коллектора остается меньше  $U_{\kappa}$ .

Приращение потенциала в этом случае

$$dU|_{t>\tau_i} = \frac{i_0 k U_{\text{пл}}}{c_0 \sqrt{l}} dt. \quad (15)$$

Интегрируя выражение (15) и подставляя соответствующие пределы, получаем

$$U|_{t>\tau_i} = U_0 \exp \left[ -\frac{j_0 k}{c_0 \sqrt{l}} (t - \tau) \right]. \quad (16)$$

По мере зарядки поверхности мишени наступает некоторый момент  $\tau$ , при котором любой облучаемый элемент достигает установившегося потенциала

$$\tau = \frac{c_0 \sqrt{l} \ln \frac{U}{U_0}}{j_0 k}.$$

На рис. 1 показано изменение потенциала во времени, вычисленное по формулам (7), (16).

Полный ток полезного сигнала через мишень следует записать так:

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

где ток  $I_{M1}$  обусловлен  $\sigma_i = \sigma_0$  а ток  $I_{M2}$   $\sigma_i \neq \sigma_0$ .

$$I_M = 2I_{\text{л}} - k'U \left[ e^{-\frac{jkt}{c_0 \sqrt{l}}} + e^{-\frac{lk(t-\tau)}{c_0 \sqrt{l}}} \right]. \quad (17)$$

### Нанесение потенциального рельефа при записи электронно-возбужденной проводимостью движущимся лучом

Будем считать, что плотность в луче распределена по закону Гаусса и в направлении движения подчиняется нормальному закону, а в перпендикулярном направлении плотность тока имеет постоянную величину.

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

$$j(x) = \frac{I_{\text{л}}}{r\sqrt{\pi}} \exp \left[ -\left( \frac{x - x_0 - vt}{r_0} \right)^2 \right], \quad (18)$$

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;

$r_0$  — эквивалентный радиус облучающего луча.

Для удобства дальнейших вычислений введем безразмерные координаты

$$\frac{x - x_0}{r_0} = x; \quad \frac{vt}{r_0} = \theta.$$

Тогда с учетом принятых обозначений

$$j(x) = \frac{I_{\lambda}}{r\sqrt{\pi}} \exp [-(x - \theta)^2] = \frac{I_{\lambda}}{r} R(x, \theta), \quad (19)$$

где

$$R(x, \theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp [-(x - \theta)^2].$$

Изменение потенциала под действием движущегося луча примет вид (рис. 2)

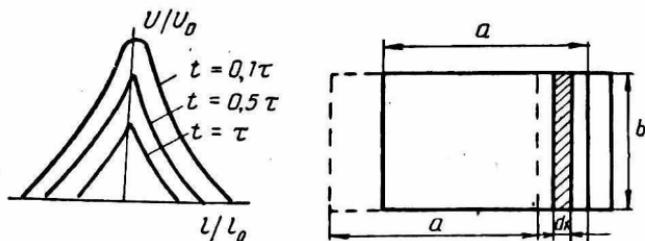


Рис. 1.

Рис. 2.

$$dU = \frac{k I_{\lambda} U_{\text{пл}}}{vc_0 \sqrt{\pi l}} R(x, \theta) d\theta.$$

При длительном облучении поверхности мишени потенциалы всех элементарных точек принимают установившееся значение, поэтому величина потенциального рельефа в плоской части

$$U_{\text{мкы}} = u_0 \exp \left[ -\frac{I_{\lambda} k}{v\sqrt{\pi l} c_0} \right]. \quad (20)$$

Практически переходной процесс накопления потенциального рельефа определяется расстоянием, равным двум диаметрам луча. Определим ток через мишень как функцию времени и потенциала между мишенью и коллектором.

При облучении поверхности мишени неподвижным лучом потенциал элементарного накопителя одинаков по всей его площади. При облучении же этой поверхности движущимся лучом

между передним и задним краями облучают области мишени с промежуточными потенциалами (рис. 3).

В пределах участка, равного размеру пятна, при определении начального изменения тока существуют две составляющие:

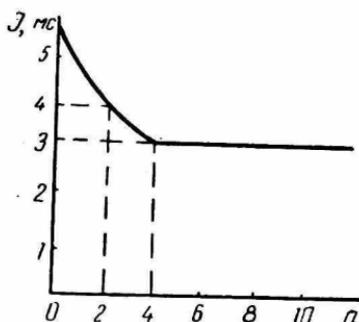
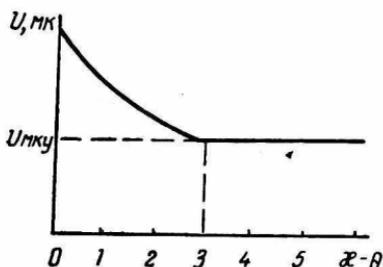


Рис. 3.

Рис. 4.

первая, которая до рассматриваемого момента подвергалась облучению, и вторая, которая только начинает подвергаться облучению в процессе движения записывающего луча.

С учетом третьей составляющей полного тока мишени, обусловленного перезарядом  $\sigma = \sigma_0$ , запишем выражение для установившегося тока:

$$I_{\text{мy}} = \frac{c_{\text{вн}}}{\Delta t} \left\{ \left[ U_0 \left( -\frac{jk t}{c_0 \sqrt{l}} \right) \right] + \left[ U_0 \left( -\frac{jk (t - \tau)}{c_0 \sqrt{l}} \right) e^{-\frac{jk (t - \tau)}{c_0 \sqrt{l}}} \right] \right\}. \quad (21)$$

Величина полезного сигнала при считывании определяется разностью токов мишени при нахождении считывающего луча на поверхности мишени и тока мишени при нахождении считывающего луча на зарядной дорожке, т. е. величиной нанесенного потенциального рельефа:

$$U_{\text{мкс}} = U_0 \exp \left\{ -\frac{I_{\text{лз}} k}{v \sqrt{\pi l} c_0} [1 + \Phi(x - \theta)] \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \gamma_c [1 - \Phi(x - \theta)] \right\} \right\}. \quad (22)$$

Полученное выражение позволяет определить потенциальный рельеф в любой точке мишени в любой момент считывания.

Определим ток через мишень как функцию времени при считывании движущимся лучом по следу при постоянном токе считывающего луча.

При нахождении лучом участка мишени длиной  $dx$  в каждый данный момент времени будет протекать ток

$$dI_{\text{м}} = j_x (1 - \sigma) dx = j_x k' U_{\text{мк}} dx. \quad (23)$$

Выражение для полного тока можно записать как

$$I_{\text{м}} = -k' I_{\text{лс}} U_0 \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{I_{\text{лз}} k}{rc_0 \sqrt{\pi l}} [1 + \Phi(x - \theta)] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \gamma_c \left[ 1 - \Phi(x - \theta) \right] \right\} R(x, \theta) dx. \quad (24)$$

Значения тока мишени при считывании в зависимости от  $\theta$  могут быть подсчитаны по формуле (24) для различных значений  $\theta$ . Когда  $\theta \gg \theta_1$ , установившееся значение тока не зависит от  $\theta$

Переписывая (24) и опуская промежуточные, упрощающие выкладки, получаем

$$I_{\text{мс}} = -\frac{2k' I_{\text{лс}} U_0}{\gamma_c} \left\{ \int_{\text{лс}}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt - \int_a^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \right\}.$$

После интегрирования окончательно имеем

$$I_{\text{мс}} = -\frac{2k' I_{\text{лс}} U_0}{\gamma_c} [E_i(ac) - E_i(0)],$$

где

$$\gamma_c = \frac{k I_{\text{лс}} \Delta t_c}{c_{\text{эп}}}; \quad c = e^{-\gamma_c} \quad (25)$$

$$a = \frac{I_{\text{лз}} k}{vc_0 \sqrt{\pi l}}$$

( $E_i$  — интегральная показательная функция).

Зависимость тока выходного сигнала от обобщенного параметра  $a$  приведена на рис. 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кноль М., Кэйзан Б. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. М., Госэнергоиздат, 1956, 155 с.
2. Лаут В. Н., Любович Л. А. Запоминающее устройство на электронно-лучевых трубках быстродействующей электронно-счетной машины, М., АН СССР, 1957. 230 с.
3. Упатов В. Я. Об электрическом поле зарядного пятна, созданного на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным лучом. — «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 10, с. 140—148.
4. Серебров Л. А., Фридрихов С. А. К вопросу о зарядном пятне, возникающем на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным пучком. — «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 10, с. 1243—1250.
5. Серебров Л. А., Фридрихов С. А. Электростатические свойства элементарного накопителя зарядов, возникающих на поверхности диэлект-

рической мишени при записи вторичной эмиссией. — «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 3, с. 1350—1361.

6. Новик Д. А. О работе электронно-лучевых трубок с накоплением зарядов. — «Радиотехника и электроника», т. 2, № 5, с. 46—50.

7. Архипов В. К. Масштабно-временное преобразование коротких сигналов при помощи электронно-лучевых трубок памяти. М., «Энергия», 1968, 102 с.