

ВЕЛИЧИНА СИГНАЛА В ПЕРЕДАЮЩИХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ТРУБКАХ С ФОТОПРОВОДЯЩИМИ СЛОЯМИ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Передающие телевизионные трубки с фотопроводящими слоями (видиконы) при незначительном изменении их конструкции или режима питания могут работать в двух принципиально различных режимах: режимах с коммутацией пучками медленных и быстрых электронов [1—7, 13]. Изучение условий накопления зарядов и формирования потенциального рельефа в зависимости от режима коммутации в передающих трубках с фотопроводящими слоями показало, что использование одного или другого режима коммутации влечет за собой улучшение одних параметров и характеристик и ухудшение других [2, 5, 7, 8, 11, 13]. Эти изменения вызываются главным образом влиянием различных процессов, происходящих в самом накопителе трубки, а также в пространстве между накопителем и коллектором, в зависимости от режима коммутации, используемого в трубке.

Важной проблемой при изучении передающих трубок с фотопроводящими слоями и коммутацией пучком быстрых электронов является исследование процесса перераспределения вторичных электронов вблизи поверхности накопителя во время облучения ее электронным пучком, оказывающего сильное влияние на глубину потенциального рельефа, величину выходного сигнала.

ла, а также на другие характеристики и параметры передающей трубки [1, 2, 5, 7].

Учет влияния процесса перераспределения вторичных электронов в передающих трубках с фотопроводящими слоями и коммутацией пучком быстрых электронов даст возможность определить границы улучшения параметров и характеристик передающих трубок, обусловленных физическими закономерностями.

Эта задача для случая коммутации электронным пучком, работающего в импульсном режиме, частично решалась в [1, 3]. В случае непрерывного сканирования электронного пучка по поверхности накопителя использование выражений из [3] ограничено из-за возможной ошибки. Эти выражения могут быть использованы лишь для качественного анализа процесса перераспределения зарядов в пространстве между накопителем и коллектором вторичных электронов в линейном приближении.

Процесс перераспределения вторичных электронов во время облучения накопителя пучком быстрых электронов. При коммутации пучком быстрых электронов вблизи поверхности накопителя под коммутирующим пучком быстрых электронов вблизи поверхности накопителя образуется пространственный заряд, состоящий из электронов первичного пучка и вышедших вторичных электронов, который изменяет распределение электрического поля в пространстве между накопителем и коллектором.

Это поле ограничивает продвижение вторичных электронов к коллектору. Часть вторичных электронов возвращается на накопитель на участки под коммутирующим пучком и на участки вне его, нейтрализуя при этом накопленный заряд. С увеличением времени коммутации элемента разложения накопителя t плотность пространственного заряда увеличивается. В некоторый момент времени устанавливается такое состояние, когда ни один вторичный электрон не достигает коллектора. Они либо возвращаются на накопитель, либо задерживаются в пространственном облаке. Ток на коллекторе в данном случае обусловлен отбором электронов из пространственного облака и равен току коммутирующего пучка.

В [1] показано, что эффективное значение коэффициента вторичной эмиссии зависит от потенциала, созданного пространственным зарядом, может быть представлено следующим выражением:

$$\sigma_{эф} = \sigma \exp(-e U_{\min}/kT), \quad (1)$$

где σ — истинный коэффициент вторичной эмиссии; e — заряд электрона; U_{\min} — потенциал, созданный в пространстве между коллектором и накопителем электронами пространственного облака; k — постоянная Больцмана; T — температура, пропорциональная энергии вторичных электронов, вышедших из поверхности накопителя в $^{\circ}\text{K}$.

Анализируя процесс перераспределения вторичных электронов, можно выделить три характерных режима.

1. Процесс наиболее эффективного отбора коллектором вторичных электронов, характеризующийся промежутком времени, в течение которого эффективное значение коэффициента вторичной эмиссии не сильно отличается от истинного, т. е.

$$\sigma_{\text{эф}} \approx \sigma. \quad (2)$$

2. Процесс перераспределения вторичных электронов, характеризующийся образованием между коллектором и накопителем пространственного заряда. При этом

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma - \lambda, \quad (3)$$

где λ — коэффициент, учитывающий число вторичных электронов, возвращающихся на накопитель как под коммутирующим пучком, так и вне его [1]:

$$\lambda = \sigma [1 - \exp(-eU_{\text{min}}/kT)]. \quad (4)$$

3. Установившийся процесс, характеризующийся постоянством плотности поверхностных зарядов на накопителе под коммутирующим пучком и значением эффективного коэффициента вторичной эмиссии

$$\sigma_{\text{эф}} = 1. \quad (5)$$

Анализ процесса перераспределения вторичных электронов [5] показал, что он играет важную роль в процессе образования выходного сигнала и определяет сдвиг вторично-эмиссионной характеристики.

Потенциал точки пространства от зарядов поверхности накопителя. При определении потенциала любой точки пространства между коллектором и накопителем, созданного поверхностными зарядами на накопителе; будем исходить из следующих предположений: распределение плотности электронов по сечению коммутирующего пучка подчиняется Гауссовому закону распределения; считая, что каждый первичный электрон выбивает σ вторичных электронов, можно предположить, что распределение вторичных электронов по сечению при выходе из поверхности накопителя также соответствует Гауссовому закону распределения; распределение вышедших из поверхности накопителя вторичных электронов по энергиям подчиняется максвелловской функции распределения.

При определении потенциалов на поверхности накопителя и в пространстве между коллектором и накопителем воспользуемся двумя системами координат: неподвижной, связанной с накопителем, и подвижной, связанной с коммутирующим пучком.

Потенциал, создаваемый зарядами на накопителе и их электрическими изображениями в любой точке $A(R, Z)$:

$$\Phi_q = \frac{\eta_0 R_0^2}{8\epsilon_0(1+\epsilon)} \left[\frac{1}{\sqrt{R^2 + Z^2}} - \frac{1}{\sqrt{R^2 + (Z + 2d)^2}} \right] \cdot e^{-\left(\frac{R}{R_0}\right)^2} \times \\ \times \arccos \frac{v_c t}{R_0}, \quad (6)$$

где $\eta_0 = -\frac{i_0 t}{\pi r_0^2} (\sigma_{\text{эф}} - 1);$ (6a)

$$R_0^2 = v_c^2 t^2 + r_0^2 + 2r_0 v_c t \cos \varphi; \quad (6б)$$

$$R^2 = v_c^2 t^2 + r^2 + 2rv_c t \cos \varphi. \quad (6в)$$

Здесь i_0 — ток коммутирующего пучка; t — время нахождения коммутирующего пучка на данном элементе разложения; r_0 — эффективный радиус коммутирующего пучка; d — толщина фотопроводящего слоя; r, z, φ — текущие координаты подвижной системы координат; R, Z, ψ — текущие координаты неподвижной системы координат; R_0 — расстояние между началами координат двух систем; v_c — скорость перемещения коммутирующего пучка по накопителю; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; ϵ — относительная диэлектрическая постоянная накопителя.

При рассмотрении потенциала Φ_q в начале координат при условии, что начала координат двух координатных систем совмещены, приходим к выражению [9].

$$\Phi_q = \frac{\eta_0 r_0^2}{16\epsilon_0(1+\epsilon)} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z + 2d)^2}} \right] e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (7)$$

Потенциал точки пространства от разности потенциалов приложенных между накопителем и коллектором. При определении потенциала любой точки пространства от разности потенциалов между накопителем и коллектором предположим, что коллектор выполнен в виде прозрачной для электронов первичного пучка сетки, расположенной параллельно сигнальному электроду, и электрическое поле, созданное этими потенциалами — однородно (пренебрегая краевыми эффектами). Тогда для потенциала точки пространства с учетом принятых предположений можно записать

$$\Phi_n = \frac{\Phi_k - \Phi_n}{b} z, \quad (8)$$

где Φ_k — потенциал коллектора; Φ_n — потенциал поверхности накопителя при отсутствии на нем поверхностных зарядов; b — расстояние между коллектором и накопителем.

Если принять во внимание, что в качестве накопителя используется высокоомный фотопроводник, то выражение (8) можно записать в следующей форме:

$$\Phi_n = \varepsilon \frac{\Phi_k - \Phi_{\text{сн}} z}{d + \varepsilon b} \quad (9)$$

($\Phi_{\text{сн}}$ — потенциал сигнального электрода).

Так как в реальных условиях $d \ll b$, выражение (9) преобразуется:

$$\Phi_n = \frac{\Phi_k - \Phi_{\text{сн}} z}{b} \quad (10)$$

Потенциал точки пространства между коллектором и накопителем от электронов первичного пучка и вторичных электронов. Если считать, что поперечное сечение первичного пучка при движении в пространстве между коллектором и накопителем не изменяется, то потенциал в точке пространства между коллектором и накопителем определится решением уравнения Пуассона. Плотность пучка в направлении его движения не изменяется, поэтому данный потенциал можно найти из решения одномерного уравнения Пуассона, который будет изменяться лишь в радиальном направлении:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi}{dr} \right) = - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (11)$$

Значение для ρ находим из выражения

$$\rho = \frac{i_0}{\pi r_0^2} \sqrt{\frac{d + \varepsilon b}{2\eta z \varepsilon (\Phi_k - \Phi_{\text{сн}})}} \quad (12)$$

После интегрирования выражения (11) получим (при $r > r_0$)

$$\Phi_{10} = \frac{2,72 \cdot i_0}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 v_z} \text{Ei} \left(- \frac{r}{r_0} \right), \quad (13)$$

где $v_z = \sqrt{2\eta \frac{\Phi_k - \Phi_{\text{сн}} z}{b}}$ — скорость электронного пучка в рассматриваемой точке пространства;

$\text{Ei} \left(- \frac{r}{r_0} \right)$ — экспоненциальная интегральная функция [10].

С учетом принятых предположений; а также произведя те же операции, как и при определении Φ_{10} , для потенциала Φ_{20} , создаваемого в точке пространства потоком вторичных электронов, можно записать следующее выражение:

$$\Phi_{20} = \frac{2,72 i_0 \sigma_{\text{эф}}}{4\pi\epsilon\epsilon_0 v_2} \text{Ei} \left(-\frac{r}{r_0} \right), \quad (14)$$

где $v_2 = \sqrt{2\eta\bar{\Phi}_2}$ — средняя скорость вторичных электронов, вышедших из поверхности накопителя; $e\bar{\Phi}_2$ — средняя энергия вторичных электронов при выходе из накопителя.

Тогда потенциал точки пространства от электронов коммутирующего пучка и вторичных электронов

$$\Phi_3 = \Phi_{10} + \Phi_{20} = -\frac{2,72 \cdot i_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 v_2} \left(1 + \sigma_{\text{эф}} \frac{v_z}{v_2} \right) \text{Ei} \left(-\frac{r}{r_0} \right). \quad (15)$$

Общий потенциал поверхности накопителя с учетом разряда слоя. Если представить элемент разложения фотопроводящего накопителя в виде параллельной $R_3 C_3$ — цепочки, можно определить изменение потенциала поверхности накопителя за время между двумя коммутациями, т. е. за время кадра T_k . С учетом разрядки накопителя выражение (6) примет следующий вид:

$$\Phi_{qz \rightarrow 0} = \Phi_q e^{-T_k/\tau_3}, \quad (16)$$

где $\tau_3 = R_3 C_3$ — постоянная времени разряда фотопроводящего накопителя. Здесь и в дальнейшем индекс $z \rightarrow 0$ относится к поверхности накопителя.

Общий потенциал поверхности накопителя будет равняться сумме потенциалов, определяемых выражениями (10), (15) и (16) при условии $z \rightarrow 0$:

$$\Phi_{\Sigma z \rightarrow 0} = \Phi_{qz \rightarrow 0} + \Phi_{3z \rightarrow 0} + \Phi_{пz \rightarrow 0}. \quad (17)$$

Величина тока сигнала при изменении сопротивления фотопроводящего накопителя. Значение тока сигнала от изменения сопротивления фотопроводящего слоя определяется разностью средних значений токов от освещенного и неосвещенного элементов накопителя:

$$i_c = i_{\text{св}} - i_{\text{т}}. \quad (18)$$

Токи $i_{\text{св}}$, $i_{\text{т}}$ являются разрядными токами и могут быть найдены из выражения

$$i = C_3 \frac{dU}{dt}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что значение тока сигнала можно представить как

$$i_c = C_3 \left(\frac{dU_{св}}{dt} - \frac{dU_{\tau}}{dt} \right). \quad (20)$$

Если учесть, что $U_{св}$ и U_{τ} определяют разность потенциалов соответственно освещенного и неосвещенного элементов накопителя при постоянном значении потенциала сигнального электрода, то для величины тока сигнала можно записать следующее выражение:

$$i_c = C_3 \left[\frac{d(\Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}})_{св}}{dt} - \frac{d(\Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}})_{\tau}}{dt} \right]. \quad (21)$$

Здесь

$$(\Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}})_{св} = \Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}} \cdot e^{-a_0 \alpha} \quad (22)$$

и

$$(\Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}})_{\tau} = \Phi_{\Sigma_{z \rightarrow 0}} e^{-a_0}, \quad (23)$$

где $a_0 = T_k / \tau_3$; $\alpha = R_{\tau} / R_{св}$ — кратность изменения сопротивления фотопроводящего накопителя при воздействии на него светового потока.

Преобразовав выражение (21) с учетом того, что $v_c T_k \gg r \cos \varphi$ и применив разложение в ряд по малым значениям аргумента $2d/r$ для $\Phi_{q_{z \rightarrow 0}}$ [12], для среднего значения тока сигнала за время кадра получим

$$i_c = [(B - G) - (\alpha B - G) e^{-a_0(\alpha-1)}] e^{-a_0(\alpha+1)}, \quad (24)$$

где

$$B = \frac{i_0 (\sigma_{эф} - 1) \varepsilon n_3 d}{4 (1 + \varepsilon) v_c \tau_3};$$

$$G = \frac{i_0 (\sigma_{эф} - 1) (2\pi + \sqrt{2}) \varepsilon n_3 d}{8\pi (1 + \varepsilon) v_c T_k};$$

n_3 — число элементов разложения в полном растре.

В выражении (24) значение $\sigma_{эф}$ определяется из выражения (1), а величина U_{\min} — из (16) [1].

Выражение (24) для величины тока сигнала получено при условии существования процесса перераспределения вторичных электронов и при сканировании накопителя электронным пучком. Анализ полученного выражения производился при помощи ЭЦВМ.

Обсуждение результатов анализа. На рис. 1—4 представлены результаты анализа выражения (24) при помощи ЭЦВМ. За основу была взята конструкция передающей телевизионной трубки типа ЛИ-401 с фотопроводящим слоем, позволяющим работать с коммутацией пучком быстрых электронов.

На рис. 1 представлена зависимость тока сигнала от кратности изменения сопротивления фотопроводящего слоя. Из рисунка видно, что величина тока сигнала растет с уменьшением a_0 . При различных значениях a_0 его максимальное значение достигается при различных α . Причиной этому является разряд элементов накопителя в течение времени кадра при изменении освещенности фотопроводящего слоя. Как видно из зависимостей,

максимальная величина тока сигнала при данном значении a_0 соизмерима с величиной тока сигнала в реальных трубках, в отличие от теоретического значения величины тока сигнала, полученного многими авторами [2, 3, 6]. Причиной большого отличия экспериментальных и теоретических значений для i_c , можно предполагать, является определение величины сигнала без учета процесса перераспределения вторичных электронов.

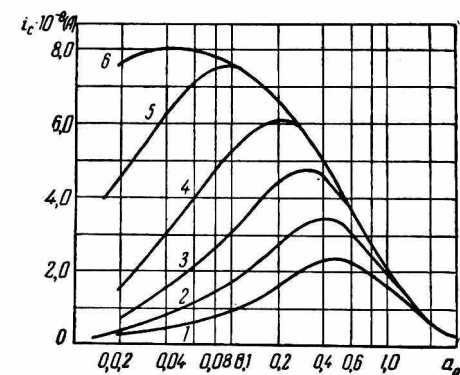


Рис. 2. Зависимость тока сигнала от величины a_0 :

1— $\alpha=2$; 2— $\alpha=3$; 3— $\alpha=5$; 4— $\alpha=10$; 5— $\alpha=30$; 5— $\alpha=100$.

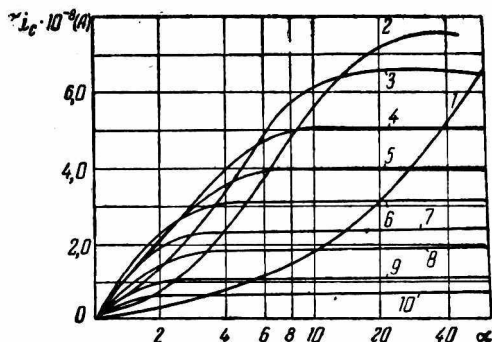


Рис. 1. Зависимость тока сигнала от кратности изменения сопротивления фотопроводящего слоя:

1— $a_0=0,02$; 2— $a_0=0,10$; 3— $a_0=0,20$; 4— $a_0=0,40$;
5— $a_0=0,60$; 6— $a_0=0,80$; 7— $a_0=1,00$; 8— $a_0=1,20$;
9— $a_0=1,60$; 10— $a_0=2,00$.

максимальная величина тока сигнала при данном значении a_0 соизмерима с величиной тока сигнала в реальных трубках, в отличие от теоретического значения величины тока сигнала, полученного многими авторами [2, 3, 6]. Причиной большого отличия экспериментальных и теоретических значений для i_c , можно предполагать, является определение величины сигнала без учета процесса перераспределения вторичных электронов.

Из зависимости, представленной на рис. 2, видно, что при постоянном α максимальное значение тока сигнала достигается для определенных a_0 . Величина тока сигнала максимальна при малых значениях a_0 и больших α , что не противоречит физическим закономерностям, так как a_0 определяется постоянной разряда фотопроводящего слоя. Достижение максимального тока

сигнала возможно в случае определенного соотношения между α и a_0 . Эта зависимость представлена на рис. 3. В работе [2] указывается, что для получения максимального тока сигнала необходимо выполнить условие $a_0\alpha=1$. Однако оно справедливо лишь для малых значений α ($\alpha < 3$). Для значений $\alpha \geq 3$ отношение между α и a_0 должно быть

$$a_0 = \frac{1}{\alpha - \delta}, \quad (25)$$

где δ — прямо пропорциональна α и определяется из графика, изображенного на рис. 3.

Зависимости максимальной величины тока сигнала от a_0 и α представлены на рис. 4; оптимальное соотношение между a_0

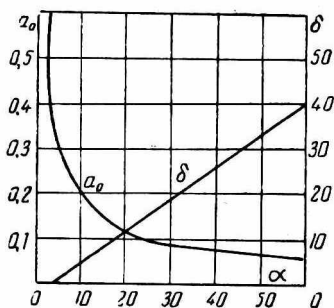


Рис. 3. Зависимость a_0 и δ от кратности изменения сопротивления фотопроводящего слоя.

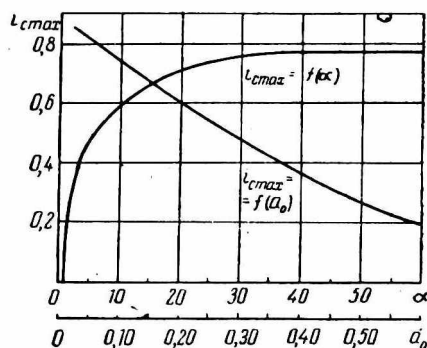


Рис. 4. Зависимость максимальной величины тока сигнала от величины α и a_0 .

и α определяется при помощи выражения (25).

Приведенные результаты теоретического анализа образования сигнала в передающих трубках с фотопроводящим накопителем и коммутацией пучком быстрых электронов показали, что существенное влияние на величину выходного сигнала оказывает процесс перераспределения вторичных электронов, который раньше не учитывался или же учитывался путем введения постоянных коэффициентов, определение которых представляет большие трудности [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Лавринович Н. А., Эпштейн С. Г. Анализ процессов на мишени видикона с быстрым пучком электронов. — Сб. «Приборы и системы автоматики». Вып. 6. Харьков, 1967, с. 76—82.
2. Гершберг А. Е. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. М., «Энергия», 1964, 238 с.

3. Лавринович Н. А., Эпштейн С. Г. Режим работы видикона с быстрым пучком электронов для оптимальных выходных параметров.— Сб. «Приборы и системы автоматики», Вып. 8. Харьков, 1968, с. 114—120.
4. Гуревич С. Б. Физические процессы в передающих телевизионных трубках. М., Физматгиз, 1958. 356 с.
5. Лавринович Н. А. Соотношения между электрическими параметрами в видиконе с пучком быстрых электронов. — Сб. «Радиотехника». Вып. 11. Харьков, 1969, с. 150—155.
6. Глыбин Б. С. Исследование работы видикона с пучком быстрых электронов. Автореф. канд. дис. Л., 1966, 16 с.
7. Dresner J. The High-Beam-Velocity Vidikon. «RCA—Rev.», 1961, vol. 22, No. 2, p. 305—324 with il.
8. Morton G., Forque S. V., An infrared pickup tube. «Proc. IRE», 1959, vol. 47, No. 9, p. 1607—1609 with il.
9. Ollendorf F. «Elektronik des Einzelelektrons», Bd. 2/1, 1955. 391 s.
10. Jahnke E., Emde E. «Funktionentafeln mit Formeln und Kurven». Leipzig—Berlin, 1933. 284 s.
11. De Haan E. F., Klaassen F. M., Schampers P. P. Philips technische Rundschau, Bd. 26, H. 3, 1965, 76 s.
12. Рыжик И. С., Градштейн И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963, 1108 с.
13. Артемьев Н. Л., Степченкова Н. П. Режим быстрых и режим медленных электронов в видиконах. «Техника кино и телевидения», 1961, № 12, с. 20—23.
14. Герус В. Л. Распределение потенциала на поверхности диэлектрической мишени, облучаемой электронным пучком. «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9. № 8, с. 1420—1432.