
О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ПОТЕНЦИАЛОСКОПА НА ЕГО ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИИ ПОЛУТОНОВЫХ СИГНАЛОВ

М. С. Куст

Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов (потенциалоскопы) широко применяются в радиолокационной и вычислительной технике, в телевидении, телеметрии и радиосвязи. Внедрение потенциалоскопов в технику связи и телевидения позволяет шире освоить новые виды связи (метеорную, тропосферную, ионосферную, космическую и др.) и повысить эффективность, помехоустойчивость и скрытность каналов связи.

С перспективностью применения потенциалоскопов в системах связи и их высокой разрешающей способностью (до 20 линий на 1 мм) связан ряд актуальных задач. К ним относятся исследование влияния параметров потенциалоскопа на величину сигнала считывания при различных коэффициентах компрессии по времени. Кроме этого, большой интерес представляет вопрос о преобразовании непрерывных сигналов с помощью потенциалоскопа, так как во многих случаях возникает необходимость передачи таких сигналов по каналам связи.

Теоретические исследования режимов потенциалоскопов, проведенные в ряде работ, в том числе в [1], [2], [3], а также теоретические и экспериментальные исследования, осуществленные автором, показали, что преобразование непрерывного сигнала с помощью потенциалоскопа возможно в режиме равновесной записи и перезарядного считывания. Этот режим в ряде работ называется режимом записи и считывания полутоновых сигналов. В таком режиме амплитудная характеристика потенциалоскопа линейная, его чувствительность достаточно высокая, а частотная характеристика может быть равномерной.

Ниже рассматривается влияние параметров потенциалоскопа на эти характеристики. При работе потенциалоскопа в других режимах наряду с резким уменьшением величины сигнала считывания возникают сильные искажения этого сигнала.

В процессе преобразования сигнала с помощью потенциалоскопа воздействие его параметров на сигнал сказывается дважды — при записи и при считывании сигнала. Учет этого действия усложняется, когда запись и считывание осуществляются с различными скоростями. В этом случае необходимо рассматривать процесс записи и процесс считывания сигнала раздельно.

Рассматривая процесс образования потенциального рельефа при записи и процесс съема потенциального рельефа при считывании сигналов, необходимо учитывать:

1) несоответствие потенциального рельефа распределению зарядов при конечной толщине мишени;

2) неравномерность перераспределения вторичных электронов;

3) влияние потенциала коммутирующего элемента на работу выхода вторичных электронов из мишени;

4) влияние потенциала соседних элементов на поток и перераспределение вторичных электронов и др.

Все эти факторы приводят к резкому усложнению рассматриваемых процессов. Ослабить их влияние можно путем применения тонких мишеней и барьерной сетки, расположенной на небольшом расстоянии от поверхности мишени. В этом случае плотность поверхностного заряда

$$\rho = C'u, \quad (1)$$

где $C' = \frac{C_1 + C_2}{dS}$ — удельная суммарная емкость мишени относительно сигнальной пластины и барьерной сетки (рис. 1).

Изменение во времени плотности заряда элементарного участка мишени dS можно выразить как

$$\frac{\partial \rho(x, y, t)}{\partial t} = j_2^1(x, y, t) - j_1(x, y, t) = j_1(x, y, t)[\sigma_3(u) - 1], \quad (2)$$

где $j_1(x, y, t)$ — плотность тока первичных электронов, попадающих на данный элемент мишени;

$j_2^1(x, y, t)$ — плотность тока вторичных электронов, достигающих коллектор (рис. 1).

Выражение (2) показывает, что изменение плотности заряда элемента мишени зависит от плотности тока в пучке и эффективного коэффициента вторичной эмиссии $\sigma_3(u)$, который является функцией потенциала мишени

$$\sigma_3(u) = \frac{j_2^1(x, y, t)}{j_1(x, y, t)} = e^{-\lambda u}, \quad (3)$$

где λ — крутизна характеристики $\sigma_3 = f(u)$ в области равновесного режима;

u — потенциал элемента мишени, отсчитываемый относительно равновесного.

При одновременном действии электронного пучка и входного сигнала потенциал элемента мишени

$$u = \frac{1}{C_1} \rho(x, y, t) + ku_{вх}, \quad (4)$$

где

$$k = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_1'}{C_1' + C_2'}.$$

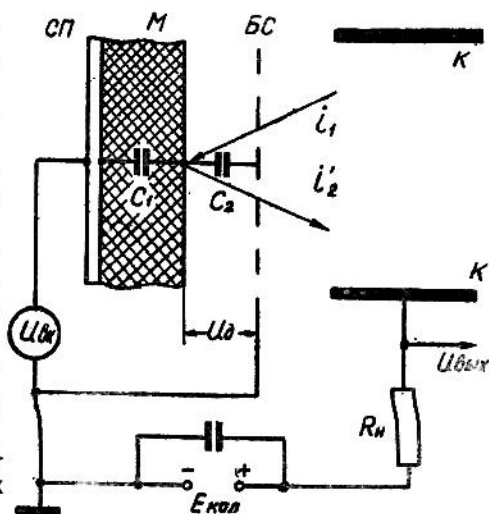


Рис. 1.

В конце записи распределение плотности заряда, с учетом (3), (4) и гауссовским распределением тока в пучке, определится выражением

$$\rho_3(x, y, t) = \frac{C'}{\lambda} \ln \frac{2}{\sqrt{\pi}} B_0 e^{-B_0} \int_{-\infty}^{\frac{x-x_0}{r_e}} e^{-[z^2 + B_0 \Phi(z)]} \times \\ \times e^{-\lambda k u_{\text{вх}} \left(\frac{x-x_0}{v_3} - \frac{r_e}{v_3} z \right)} dz, \quad (5)$$

где

$$z = \frac{x-x_0-v_3 t}{r_e}; \quad B_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda r_e}{C' v_3} j_0 \exp \left[-\left(\frac{y}{r_e} \right)^2 \right] \\ \Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-p^2} dp.$$

Из (5) видно, что между плотностью заряда, параметрами трубки, скоростью движения пучка и формой входного сигнала существует сложная зависимость.

Для упрощения анализа процесса записи рассмотрим случай, когда на вход потенциалоскопа действует сигнал малой величины. При этом условии выражение (3) можно представить в виде

$$\sigma_3(u) = 1 - \lambda u. \quad (6)$$

Тогда с учетом (4), (6), выражение (2) принимает вид

$$\frac{\partial \rho(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\lambda}{C'} j_0 e^{-\frac{(x-x_0-v_3 t)^2 + y^2}{r_e^2}} \rho(x, y, t) = \\ = -\lambda k j_0 e^{-\frac{(x-x_0-v_3 t)^2 + y^2}{r_e^2}} u_{\text{вх}}(t). \quad (7)$$

С учетом начальных условий и распределения плотности тока в пучке плотность заряда элемента мишени в конце записи определится выражением

$$\rho_3(x, y, \infty) = -k C' \int_0^{\infty} I(\theta) u_{\text{вх}}(\theta) e^{-\int_0^{\theta} I(\tau) d\tau} d\theta.$$

Раскрыв введенные ранее обозначения и произведя интегрирование, получим

$$\rho_3(x, y) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} C' B_0 e^{-B_0} \int_{-\infty}^{\frac{x-x_0}{r_e}} e^{-[z^2 + B_0 \Phi(z)]} \times \\ \times u_{\text{вх}} \left(\frac{x-x_0}{v_3} - \frac{r_e}{v_3} z \right) dz. \quad (8)$$

Выражение (8) показывает, что при малых входных сигналах существует линейная зависимость между плотностью распределения заряда и величиной входного сигнала.

Зная распределение плотности заряда по поверхности мишени, можно определить потенциальный рельеф ее по окончании записи сигнала. С учетом (1) выражение для распределения потенциального рельефа по окончании записи примет вид

$$u_{мз}(x, y) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} k B_0 e^{-B_0} \int_{-\infty}^{\frac{x-x_0}{r_e}} e^{-[z^2 + B_0 \phi(z)]} \times u_{вх} \left(\frac{x-x_0}{v_s} - \frac{r_e}{v_s} z \right) dz. \quad (9)$$

Выражение (9) показывает, что в процессе записи сохраняется линейная зависимость между потенциалом мишени и напряжением входного сигнала. Поэтому в дальнейшем рассматривается этот режим записи сигналов.

Для рассмотрения процесса установления потенциального рельефа мишени и его связи с параметрами потенциалоскопа обратимся к случаю, когда на вход подано напряжение вида

$$u_{вх}(\theta) = \begin{cases} 0 & \text{при } \theta < 0 \\ u_0 & \text{при } \theta \geq 0. \end{cases} \quad (10)$$

Потенциальный рельеф мишени определится выражением

$$u_{мз}(x, y) = -k u_0 \{ 1 - e^{-B_0 [1 + \phi(x)]} \} \quad (11)$$

или

$$u_{мз}^1 = -\frac{u_{мз}(x, y)}{k u_0} = 1 - e^{-B_0 [1 + \phi(x)]},$$

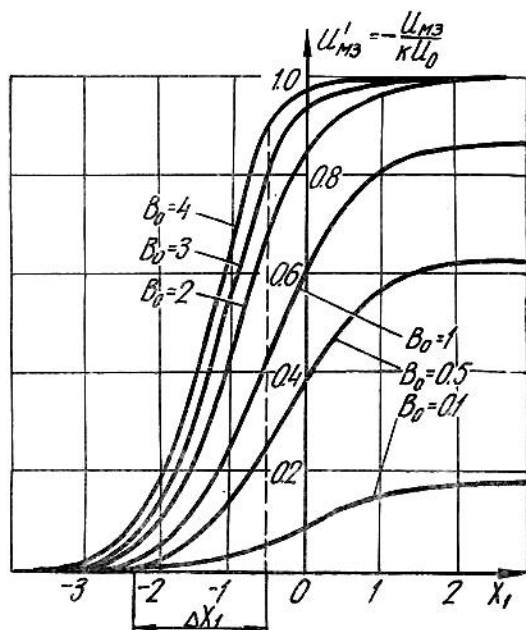


Рис. 2.

где $x_1 = \frac{x-x_0}{r_e}$ — безразмерное расстояние вдоль строки;

r_e — эффективный радиус пучка;

$u_{мз}^1$ — относительное изменение потенциала мишени.

Из (11) видно, что процесс установления потенциала зависит от коэффициента B_0 , который определяется формулой

$$B_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda r_e}{c v_s} j_0 \exp(-y_1^2), \quad (12)$$

где $y_1 = \frac{y}{r_e}$.

На рис. 2 приведено изменение потенциала мишени вдоль строки при различных значениях B_0 . Из семейства кривых видно, что длительность переходного процесса можно характеризовать «зоной размытости» Δx_1 . С ростом B_0 «зона размытости» уменьшается, следовательно, уменьшается

длительность переходного процесса. Длительность процесса установления для элементов мишени, расположенных в центре строки, ниже, чем для элементов, расположенных на периферии.

Выражения (11) и (12) показывают, что при соответствующем выборе параметров трубки (толщины мишени, ее материала, диаметра пучка и максимальной плотности тока в нем) и скорости движения пучка можно «зону размытости» свести к минимуму. Однако полностью избавиться от «зоны размытости» невозможно, так как минимальный ее размер определяется

апертурой пучка. Следовательно, искажение фронта импульса имеет место даже при больших B_0 и зависит от разрешающей способности потенциалоскопа и скорости движения пучка. Чем выше разрешающая способность потенциалоскопа и чем меньше скорость движения пучка, тем меньше искажения фронта импульса.

Из семейства кривых (рис. 2) видно, что в реальных условиях работы достаточно обеспечить $B_0 = 4$. Дальнейшее увеличение B_0 не приводит к заметному уменьшению «зоны размытости».

Изменение потенциала мишени поперек строки в установившемся режиме, т. е. при $x_1 \gg 1$, определяется выражением

$$u'_{мз} = 1 - e^{-2B'_0 e^{-y_1^2}}, \quad (13)$$

где

$$B'_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda r_e}{C' v_s} j_0. \quad (14)$$

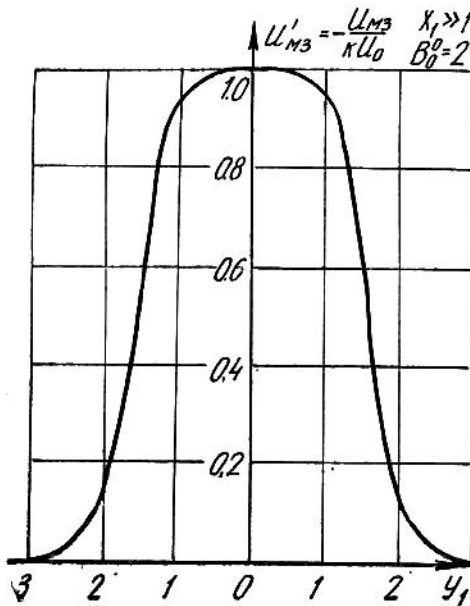


Рис. 3.

Из (13) и графика рис. 3 видно, что крутизна спада потенциала зависит от коэффициента B'_0 , определяемого параметрами трубки. Чем больше B'_0 , тем круче фронт изменения потенциала. Следовательно, увеличение B'_0 благоприятно сказывается на распределении потенциала как вдоль, так и поперек строки, и приводит к увеличению разрешающей способности потенциалоскопа.

Обеспечение заданного значения B'_0 в процессе записи еще не означает, что обеспечивается минимальное искажение сигнала, так как в процессе считывания коэффициент B_0 также влияет на форму сигнала. Поэтому, если скорость считывания сигнала больше скорости записи, то необходимо при считывании обеспечить заданное значение B'_0 , тогда при записи заданная величина B'_0 будет обеспечена и подавно.

Решение уравнения (9) при форме входного сигнала, отличной от (10), представляет определенные затруднения. Вот почему в инженерной практике целесообразно пойти на некоторые допущения. Будем считать, что пучок имеет конечные размеры и гауссовское распределение тока. Такой пучок с конечными размерами можно заменить эквивалентным пучком с постоянной плотностью тока. Это допущение справедливо при

$$\tau_s \gg T_{\min},$$

где τ_3 — время пребывания пучка на данном элементе мишени, равном размеру самого пучка;

T_{\min} — минимальный период записываемого сигнала. Тогда при подаче на вход сигнала

$$u_{\text{вх}} = U_m \cos \Omega (t_1 + t) \quad (15)$$

потенциальный рельеф мишени в процессе записи определится выражением

$$u_{\text{мэ}}(\theta, \varphi) = -kU_m \gamma A_1 [\sin a(\theta + \delta_1 + \varphi) - e^{-\gamma \varphi} \sin a(\theta + \delta_1)],$$

где $\theta = \frac{t_1}{\tau_3}$; $\varphi = \frac{t}{\tau_3}$;

$$\gamma = \frac{\lambda}{c} j_0 \tau_3; \quad a = \Omega \tau_3; \quad \beta = \frac{\lambda}{c} j_0;$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 + a^2}};$$

$$\operatorname{tg} a \delta_1 = \frac{\gamma}{a} = \frac{\beta}{\Omega}.$$

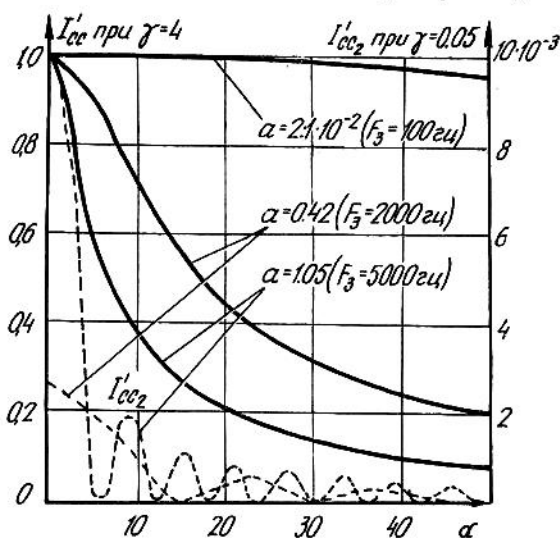


Рис. 4.

По окончании записи ($t = \tau_3$) выражение для потенциала элемента мишени принимает вид

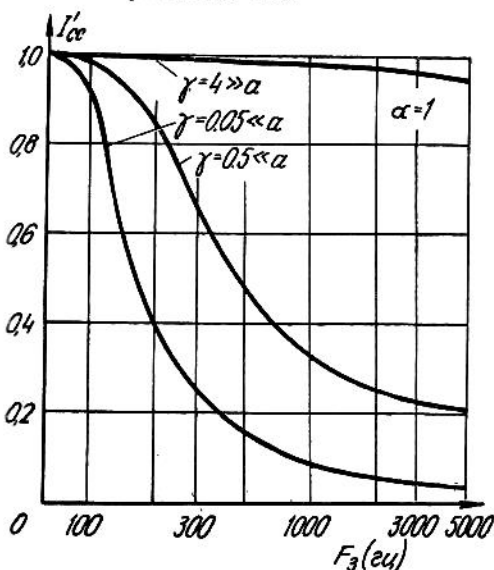


Рис. 5.

$$u_{\text{мэ}}(\theta, 1) = -kU_m \gamma A_1 B_1 \sin a(\theta + \delta_1 + \delta_2), \quad (16)$$

где $B_1 = \sqrt{1 - 2e^{-\gamma} \cos a + e^{-2\gamma}}$
 $\operatorname{tg} a \delta_2 = \frac{\sin a}{\cos a - e^{-\gamma}}.$

Из (16) видно, что потенциал мишени является функцией времени ($\theta = \frac{t_1}{\tau_3}$) с периодом, равным периоду входного сигнала с фазовым сдвигом $a(\delta_1 + \delta_2) + \frac{\pi}{2}$. Величина фазового сдвига зависит от соотношения $\frac{\beta}{\Omega}$ и скорости движения пучка. Чем больше отношение $\frac{\beta}{\Omega}$ и чем меньше скорость движения пучка, тем выше величина фазового сдвига. Величина γ характе-

ризует степень приближения потенциала к равновесному. Она связана с B'_0 следующим соотношением:

$$\gamma = \frac{2}{\sqrt{\pi}} B'_0.$$

При считывании сигнала входной сигнал равен нулю и распределение плотности заряда может быть выражено дифференциальным уравнением

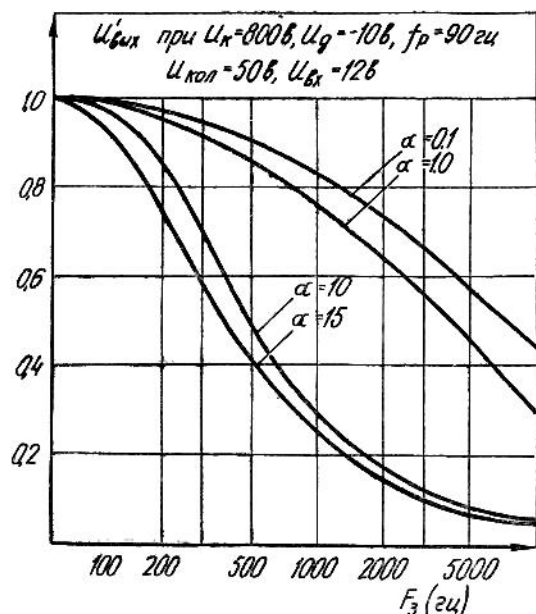


Рис. 6.

(7) без правой части, а потенциал элементов мишени, с учетом начальных условий, определится выражением

$$u_{mc}(x, y, t) = u_{m3}(x, y) \times \int_0^t i_c(\tau) d\tau \times e^{-\dots}$$

где $u_{m3}(x, y)$ — начальное значение потенциала при считывании, соответствующее значению по окончанию процесса записи.

Принимая во внимание (16) и допущение конечных размеров пучка и постоянство тока в нем, потенциальный рельеф мишени при считывании можно определить выражением

$$u_{mc}(\theta, \varphi_c) = -kU_m \gamma A_1 B_1 e^{-\gamma \varphi_c} \sin a(\theta + \delta_1 + \delta_2).$$

При считывании в результате проведения потенциального рельефа к равновесному возникает ток сигнала считывания. Величина этого тока определится выражением

$$i_{cc} = \int_S \frac{\partial \rho_c(x, y, t)}{\partial t} dx dy$$

или

$$i_{cc} = C' \int_S \frac{\partial u_{mc}(x, y, t)}{\partial t} dx dy. \quad (17)$$

После интегрирования несложных преобразований выражение (17) приводится к виду

$$i_{cc} = C' v_c d U_m \gamma \cos a_c (\theta' + \delta_2' + \beta_3), \quad (18)$$

где

$$B_2 = \sqrt{1 - 2e^{-\gamma c^2} \cos a_c + e^{-2\gamma c^2}}$$

$$a_c = \Omega a \tau_3; \quad \delta_2' = \frac{\delta_2}{a}; \quad \theta' = \frac{\theta}{a};$$

d — сторона пучка, имеющего квадратное сечение;

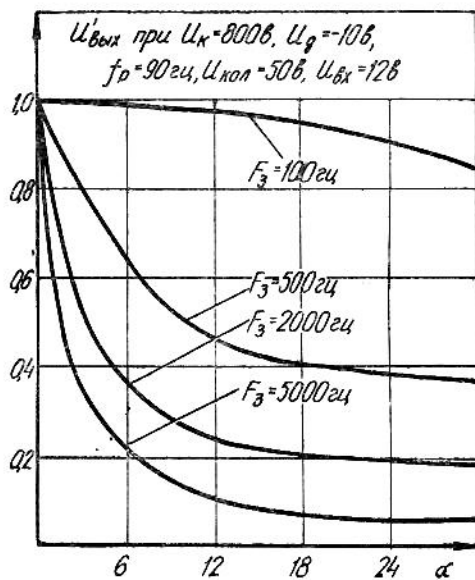


Рис. 7.

v_c — скорость движения пучка при считывании;
 $\alpha = \frac{\tau_3}{\tau_c} = \frac{v_c}{v_3}$ — коэффициент компрессии сигнала во времени.

Выражение (18) определяет величину тока считывания, а следовательно, величину сигнала на выходе потенциалоскопа. Из этого выражения видно, что результирующая амплитудная характеристика потенциалоскопа линейная.

Для анализа частотных свойств потенциалоскопа целесообразно ввести понятие приведенного тока, определяемого по формуле

$$i'_{cc} = I'_{cc} \cos a_c (\theta' + \delta'_2 + \beta_3),$$

где I'_{cc} — амплитуда приведенного тока, определяемая выражением

$$I'_{cc} = \gamma \gamma_c A_1 A_2 B_1 B_2. \quad (19)$$

Выражение (19) представляет собой частотную характеристику потенциалоскопа. Зависимость амплитуды приведенного тока от частоты сигнала записи при фиксированных значениях γ и α приведена на рис. 4. Из семейства кривых видно, что равномерность частотной характеристики потенциалоскопа зависит от соотношения $\frac{\beta}{\Omega}$.

Выражение (19), с учетом введенных обозначений, позволяет сделать анализ зависимости амплитуды приведенного тока от коэффициента компрессии. Эта зависимость представлена семейством кривых на рис. 5.

Полученные результаты теоретических исследований подтверждаются экспериментальными кривыми (рис. 6 и 7).

ВЫВОДЫ

1. Экспериментальные и теоретические исследования потенциалоскопов показывают, что при малых входных сигналах амплитудная характеристика потенциалоскопа линейная.

2. Частотная характеристика потенциалоскопа зависит от его параметров и отношения $\frac{\beta}{\Omega}$. При $\beta \gg \Omega$ частотная характеристика имеет небольшой спад с ростом частоты. При $\beta \ll \Omega$ ток сигнала считывания обратно пропорционален квадрату частоты, следовательно, частотная характеристика падающая (рис. 4, 6).

3. Наблюдается сильная зависимость тока сигнала считывания от коэффициента компрессии α (рис. 5). При малых значениях γ уменьшение тока сигнала с ростом α сопровождается колебательным процессом. При $\alpha = \frac{2n+1}{a} \frac{\pi}{2}$ значение тока сигнала равно нулю. Таким образом, при $\gamma \ll a$ существует предельное значение α . Это обстоятельство еще раз указывает на необходимость выбора $\gamma \gg a$.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Кноль, Б. Кэйзан. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов, Госэнергоиздат, 1955.
2. В. И. Серебрянников. Принципы работы накапливающих трубок. Вестник НИИ, № 2 (53), 1955.
3. В. Л. Герус. Реакция вычитающего потенциалоскопа на синусоидальный входной сигнал. Вопросы радиоэлектроники, серия I, «Электроника», выпуск 5, 1959.