

ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ В ВИДИКОНЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРИМЕСНОЙ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МИШЕНИ

Л. Э. Цырлин, А. М. Грейсух

Теоретически исследованы закономерности образования сигнала у видикона с мишенью, обладающей униполярной примесной фотопроводимостью. Обнаружено наличие специфической инерционности сигнала, в частности ограничение эффективного выхода дополнительных носителей при первом накоплении после перемены облученности величиной $1/2$. Показана возможность режимов с эффективным усилением сигнала, особенно в первом кадре, за счет инжекции носителей при коммутации. Использование этих режимов приводит к существенному увеличению сигнального диапазона и контрастной чувствительности и к снижению упомянутой инерционности. В постановке задачи учтены реальные свойства инжектирующих контактов. Расчеты сигналов сведены к численному решению системы трансцендентных уравнений.

Введение

Использование в видиконах примесного фотоэффекта представляет интерес как одна из возможностей смещения их спектрального диапазона в длинноволновую сторону. Механизм образования сигналов при этом достаточно сложен и не может быть описан на основе лишь элементарной теории примесной фотопроводимости. Существенную роль играют явления, связанные с контактом, специфичен процесс формирования униполярного фототока в условиях разомкнутой и периодически замыкаемой цепи.

Ниже показано, что ход накопления во времени (даже при стационарной облученности), вообще говоря, отличен от максвелловской релаксации, а при коммутации возможна инжекция носителей из контакта, приводящая к усилению сигнала. В нестационарных условиях возникает особого рода инерционность, связанная с упомянутой спецификой формирования униполярного фототока. Так, при накоплении разностного заряда в первом кадре после изменения облученности эффект фоторезисторного усиления вообще отсутствует, а эффективный выход носителей ограничен величиной $1/2$. Сигнал, однако, может быть усилен инжекцией из контакта при коммутации, существенной при достаточно больших потенциалах сигнального электрода или при достаточно глубокой разрядке мишени под действием фона.

Инжекция носителей при коммутации усиливает также стационарный сигнал, особенно при больших облученностях, что приводит к увеличению сигнального диапазона и контрастной чувствительности.

Структура мишени и модель приконтактной области

Мишень, предназначенная для работы в области примесной фотопроводимости должна иметь основной компенсированный полупроводник, например полупроводник, содержащий мелкие доноры и глубокие акцепторы при соотношении концентраций $N_d < N_a$. Если акцепторные уровни лежат ниже середины запрещенной зоны, а излучение, способное возбуждать электроны с этих уровней в зону проводимости, отсекается фильтром, то фотопроводимость ми-

пени создается лишь электронными переходами на уровни из валентной зоны и является униполярной дырочной. При рабочих температурах число электронов на акцепторах в нейтральном объеме (m_0) практически равно N_a , а для концентрации свободных дырок и электронов имеют место сильные неравенства $n_0 \ll p_0$, $p_0 \ll m_0$, $N_a \ll m_0$.

На одной из сторон полупроводниковой пластины (рис. 1) создается инжектирующий дырки контакт путем формирования слоя с высокой концентрацией свободных дырок p^+ . Другая сторона пластины периодически заряжается сканирующим электронным пучком до некоторого отрицательного по отношению к контакту потенциала U .

Задача расчета образующих сигнал нестационарных токов имеет следующие особенности. У контакта существует область объемного заряда с максимумом потенциала и резко убывающей при удалении от слоя p^+ концентрацией свободных дырок. Здесь существенны как диффузионная, так и дрейфовая составляющие тока, но, с другой стороны, возможна хорошая аппроксимация распределения заряда, и может считаться практически не зависящим от координаты суммарный ток. В основном объеме полупроводника (на достаточном удалении от контакта) диффузионная составляющая тока не существенна, а учет ее в постановке задачи приводит к существенным математическим трудностям. Естественно поэтому пытаться рассматривать приконтактную и базовую области отдельно, определив соответствующие условия сопряжения решений.¹

Считая $p^+ > m_0$, разделим приконтактную область на две зоны, согласно неравенствам $p > m_0$ и $p < m_0$ (внешняя граница второй зоны пока не оговаривается). В первой зоне результирующий ток является относительно малой

разностью прямого диффузионного и обратного дрейфового токов, так что потенциал на его границе практически сохраняет равновесное значение φ_1 , равное $kT/e \ln p^+/m_0$ относительно слоя p^+ . Во второй зоне (за исключением несущественной ее части, где p еще сравнима с m_0) объемный заряд практически равен em_0 , так как из-за повышенной концентрации дырок концентрация электронов на уровнях много меньше m_0 . Отсчитывая x от границы с первой зоной, а потенциал φ от φ_1 , из уравнения Пуассона получим

$$\varphi = xy - \rho x^2, \quad (1)$$

где $\rho = em_0/2\xi$; y — произвольная положительная функция времени, подлежащая определению при решении задачи. При $x = x_m = y/2\rho$ потенциал имеет максимум $\varphi = \varphi_m = y^2/4\rho$.

Из выражений плотности тока

$$j = -\mu kT \frac{\partial p}{\partial x} - e\mu p \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

(μ — подвижность дырок) и потенциала (1) с учетом условия $p(0) = m_0$ получаем

¹ Подобный подход (несколько отличный по воплощению) использовался в фундаментальных работах Р. А. Суриса и Б. И. Фукса [1-3], посвященных нестационарным процессам в примесных полупроводниках.

$$p = m_0 e^{-\varphi} \left[1 - \frac{j c^{x\varphi} m}{\mu k T m_0} \int_0^x e^{-\kappa p (x' - x_m)^2} dx' \right], \quad (2)$$

где $\kappa = e/kT$.

При достаточно больших полях в базовой области выражение потенциала (1) остается справедливым и при таких значениях $x > x_m$, при которых подынтегральная функция в (2) уже достаточно мала, чтобы можно было заменить верхний предел интеграла на ∞ . Вместе с тем при таких значениях x множитель перед выражением в квадратных скобках (2) много больше p . Отсюда следует приближенное равенство друг другу членов разности в квадратных скобках при $x \rightarrow \infty$, так что

$$j \approx \frac{e \mu m_0 e^{-x\varphi} m}{\kappa \int_0^{\infty} e^{-\kappa p (x' - x_m)^2} dx'}$$

Преобразуя интеграл с учетом равенства

$$\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}/2$$

и подставляя выражение φ_m через y , получим

$$j = \frac{e \mu m_0 e^{-b^2 y^2}}{\sqrt{\pi} b \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{by} e^{-x^2} dx \right]}, \quad (3)$$

где $b = \sqrt{\varepsilon k T / 2 m_0}$.

Если приложенные поля не слишком велики ($by \gg 1$), то

$$j \approx \frac{e \mu m_0}{2 \sqrt{\pi} b} e^{-b^2 y^2}. \quad (4)$$

Таким образом получается выражение тока через однородную в приконтактной области составляющую поля ($-y$), т. е. составляющую, создаваемую зарядами вне приконтактной области. Выражение это не содержит какого-либо конкретного определения границы области и не зависит от концентрации носителей в базе.

При $p^+ < m_0$ в формулах (2), (4) и промежуточных (но не в выражениях p и b) следует заменить m_0 на p^+ .

Расчет стационарного сигнала

Для базовой области имеем

$$\varepsilon E_t + j = \begin{cases} J(U) & 0 < t < t_k, \\ 0 & t_k < t < T, \end{cases} \quad (5)$$

$$\varepsilon E_x = e(m_0 - m), \quad (6)$$

$$m_t = \alpha(N - m) - \beta m p, \quad (7)$$

$$j = e \mu p E, \quad (8)$$

$$\int_0^h E dx = U, \quad (9)$$

где индексы x и t обозначают частные производные. В правой части уравнения полного тока (5) верхняя строка относится к периоду коммутации (t_k), нижняя — к периоду накопления; T — время кадра (полный период); $J(U)$ — плотность

тока, заряжающего поверхность мишени при коммутации элемента; U — потенциал поверхности. В уравнении Пуассона (6) учитывается лишь связанный объемный заряд; как показывают оценки, полем от свободных дырок при реальных значениях параметров можно пренебречь. В уравнении баланса электронов на уровнях (7) $\alpha = s\Phi + \beta N_v \exp(eU_a/kT)$, где первое слагаемое определяет интенсивность фотовозбуждения, второе — термического возбуждения электронов на уровни из валентной зоны (s — эффективное сечение, Φ — плотность потока квантов, β — коэффициент рекомбинации, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, eU_a — энергия уровней относительно края валентной зоны). Ввиду слабого поглощения Φ считается не зависящим от x . В соответствии со сказанным ранее в выражении плотности тока переноса (8) диффузионная слагающая отсутствует. В формуле (9) h — толщина мишени, а под U понимается арифметическое значение потенциала. Предполагается также, что $U \gg \varphi_m$.

Для введенной ранее функции y имеем

$$-\varepsilon \frac{dy}{dt} + j_k(y) = \begin{cases} J(U) & 0 < t < t_k, \\ 0 & t_k < t < T, \end{cases} \quad (10)$$

где J_k — плотность тока через область контакта, определяемая как функция y формулой (4).

Условия стационарности режима состоят в том, что значения функций в начале и конце полного цикла (накопление + коммутация) должны быть одинаковы

$$E|_{t=0} = E|_{t=T}, \quad m|_{t=0} = m|_{t=T}. \quad (11)$$

Прежде чем перейти к приближенному решению задачи, рассмотрим отвлеченную модель мишени с нейтральным контактом, т. е. когда вместо (4) имеет место граничное условие $p|_{x=0} = p_0$, где p_0 совпадает с концентрацией дырок в нейтральном объеме мишени при данной облученности, или $j_k = e\mu p_0 E|_{x=0}$.

В этом случае решением будет $M = m_0$, $E = y(t) = U/h$, $j = e\mu p_0 E$. Из (7) $p_0 = G\tau/h$, где $G = \alpha(N - m_0)h$ — интенсивность генерации носителей на единицу площади мишени, $\tau = (\beta m_0)^{-1}$ — время их жизни, так что $j = eKG$, где $K = \mu E\tau/h$ — коэффициент фоторезисторного усиления. Накопление, согласно (5), идет по экспоненте с собственным временем $\tau_n = \varepsilon/e\mu p_0$, а при коммутации слагаемое j в (5) может быть отброшено, так как $j < J$. Если при коммутации достигается предельный потенциал U_0 , то для поверхностной плотности сигнала заряда будем иметь

$$\omega = CU_0(1 - e^{-\vartheta}), \quad (12)$$

где $C = \varepsilon/h$, $\vartheta = t_n/\tau_n$ (t_n — время накопления, практически равное длительности цикла T). Этот результат соответствует упомянутому выше элементарному подходу, в котором рассматривается лишь проводимость нейтрального объема, а влияние контакта не учитывается.

Возвращаясь к реальной модели, будем считать, что при действующих полях $K \gg 1$. Это значит, что относительные изменения j с координатой малы и можно приближенно считать $j_k = j = j(y)$, где $j(y)$ определяется по (4).

Тогда, согласно (5), поле является суммой функции координаты и функции времени, причем последняя, согласно (5) и (10), равна y

$$E = z(x) - y(t). \quad (13)$$

В согласии с этим будем считать, что относительно малы и периодические изменения во времени величины m , так что в правых частях (6) и (7) можно положить $m \approx m(x)$. Тогда из (6) и (10) получаем (13) и

$$\varepsilon \frac{dz}{dx} = e(m_0 - m), \quad (14)$$

а из (7) и (11) (интегрируя (7) по периоду)

$$\alpha(N - m)T - \beta m \oint pdt = 0. \quad (15)$$

Из (8), (13) и (5) (или 10)) имеем

$$\oint pdt = \frac{1}{e\mu} \int_0^{t_k} \frac{J(U)}{z-y} dt + \frac{\varepsilon}{e\mu} \oint \frac{dy}{z-y}. \quad (16)$$

Последний интеграл, очевидно, равен нулю. В интеграле по времени коммутации U выражается через y с помощью (9) и (13)

$$U = V - hy, \quad V = \int_0^{\pi} z dx, \quad (17)$$

а из (10)

$$dt = -\frac{\varepsilon dy}{J-j}. \quad (18)$$

Из (10) получаются также уравнения для значений y в начале накопления (или после коммутации) $y_1 = y(t_k)$ и в конце накопления (или перед коммутацией) $y_2 = y(0)$

$$\varepsilon \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{j(y)} = t_{11} \approx T, \quad (19)$$

$$\varepsilon \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{J-j(y)} = t_k. \quad (20)$$

Остается определить граничное условие для функции $z(x)$, которая, согласно (1), должна быть непрерывным продолжением функции $2\phi x$, определенной в приконтактной области. В качестве точки сопряжения функций можно выбрать крайнее правое из положений максимума потенциала, т. е. при $y=y_2$, что при соответствующем начале отсчета x для базовой области приводит к условию

$$z(0) = y_2. \quad (21)$$

При этом, согласно (13), $E > 0$ и обращается в нуль лишь при $x=0$ и $y(t) = y_2$. Последнее обстоятельство (несмотря на бездиффузионное приближение) несущественно, поскольку, согласно (8) и (15), оно приводит лишь к равенству $m(0)=0$, которое и без того предполагается в приконтактной области.

Чтобы упростить расчеты, воспользуемся следующей аппроксимацией $J(U)$:

$$J(U) = \begin{cases} J_0 = \text{const} & U < U_0 - \delta \\ J_0/\delta(U_0 - U) & U_0 - \delta < U < U_0 \\ 0 & U > U_0 \end{cases} \quad (22)$$

и будем считать, что δ мало, т. е. что функция близка к «ступеньке». Уравнение полного тока для периода коммутации запишется тогда таким образом:

$$\begin{aligned} -\varepsilon \frac{dy}{dt} + j(y) &= J_0, \quad t < t_1 (y < y_1), \\ J &= j(y), \quad t_1 < t < t_k, \end{aligned} \quad (23)$$

где $j(y)$, согласно (4),

$$y_1 = (V - U_0)/h, \quad (24)$$

$$t_1 = \varepsilon \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{J_0 j - (y)} \quad (25)$$

и предполагается, что $t_1 < t_k$, т. е. что ток J_0 достаточен, чтобы зарядить мишень до потенциала U_0 за время, меньшее t_k . Интеграл (16) может быть теперь преобразован следующим образом:

$$\oint pdt = \frac{J_0}{e\mu} \int_0^{t_1} \frac{dt}{z-y} + \frac{j(y_2)(t_k - t_1)}{e\mu(z-y_1)} = \frac{e}{e\mu} \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{J_0 - j(y)} \left[\frac{J_0}{z-y} - \frac{j(y_1)}{z-y_1} \right] + \frac{j(y_1)t_k}{e\mu(z-y_1)}.$$

При достаточно большом токе коммутирующего пучка $J_0 \gg j(y)$ и

$$\oint pdt \approx \frac{e}{e\mu} \left[\ln \frac{z-y_1}{z-y_2} + \frac{j(y_1)t_k}{\varepsilon(z-y_1)} \right]. \quad (26)$$

Тогда из (14), (15), (26) и (3) получаем

$$\frac{dz}{dx} = \frac{em_0}{\varepsilon} \left\{ 1 - \frac{R}{1 + \frac{R-1}{\vartheta} \left[\ln \frac{z-y_1}{z-y_2} + \frac{r}{b(z-y_1)} e^{-b^2 y_1^2} \right]} \right\}, \quad (27)$$

где $\vartheta = T/\tau_m$, $\tau_m = \varepsilon/e\mu p_0$, $R = N/m_0$, $r = t_k/2\sqrt{\pi}\tau^*$, $\tau^* = \varepsilon/e\mu m_0$.

Задача сведена, таким образом, к совместному решению (19), (24) и (27) при условии (21). При этом (27), очевидно, сведется к квадратуре, а (19) с учетом асимптотического выражения интеграла, получающегося при подстановке (4), приближенно сводится к уравнению

$$\frac{e^{-b^2 y_2^2}}{by_2} - \frac{e^{-b^2 y_1^2}}{by_1} = \frac{T}{\sqrt{\pi}\tau^*}. \quad (28)$$

Расчеты показывают (рис. 2), что в большинстве реальных случаев правая часть (27) как функция x становится малой, т. е. практически устанавливается нейтральный объем с однородным полем на расстояниях от контакта, много меньших толщины мишени h . Таким образом, в (24) $V = \bar{z}h$, где $\bar{z} = \text{const}$ определяется уравнением

$$\ln \frac{\bar{z}-y_1}{\bar{z}-y_2} + \frac{r}{b(\bar{z}-y_1)} e^{-b^2 y_1^2} = \vartheta, \quad (29)$$

которое получается из условия равенства нулю правой части (27) и заменяет (27) в системе. С учетом равенств $\bar{z}-y_1 = U_0/h$, $\bar{z}-y_2 = U_2/h$, где U_2 — потенциал поверхности мишени после накопления, (29) можно записать в виде

$$\ln \frac{U_0}{U_2} + \frac{rh}{bU_0} e^{-b^2 y_1^2} = \vartheta. \quad (30)$$

При несущественном втором слагаемом получаем $U_2 = U_0 e^{-\vartheta}$ и соответственно (12). При этом, однако, ход накопления во времени (ввиду (10) и (3)) не следует максвелловской экспоненте.

Для поверхностной плотности сигнального заряда имеем

$$\omega = \int_0^{t_k} J dt = J_0 t_1 + (t_k - t_1) j(y_1) = e \int_{y_1}^{y_2} \frac{J_0 - j(y)}{J_0 - j(y)} dy + j(y_1) t_k \quad (31)$$

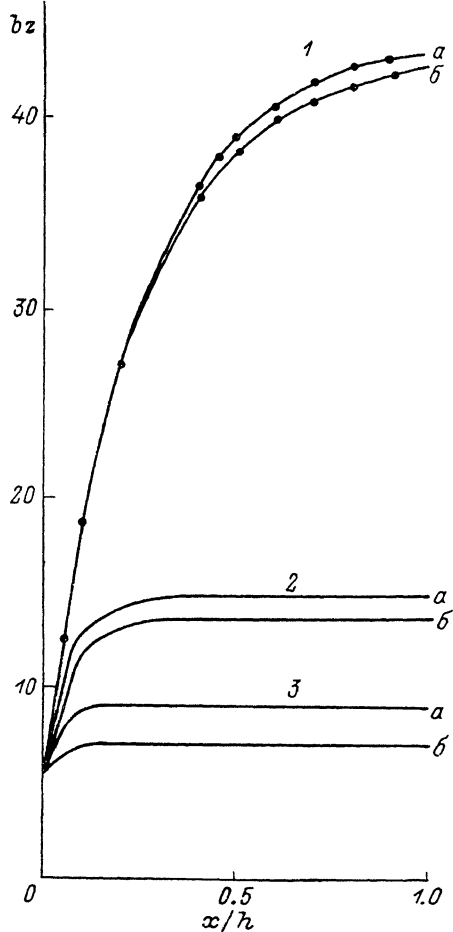


Рис. 2. Распределение поля по длине мишени.

U/h , В/см: 1 — $1.5 \cdot 10^4$, 2 — $5 \cdot 10^3$, 3 — 2×10^3 ; $\vartheta = 0.2$ (а), 1.4 (б).

или при $J_0 \gg j$

$$\omega \approx \varepsilon (y_2 - y_1) + j(y_1)t_k. \quad (32)$$

На рис. 3 приведены сигнальные характеристики в безразмерных параметрах ($\omega/CU=f(\delta)$), рассчитанные при ряде значений m_0 и U/h , когда $J_0 \gg j$.

Для сравнения построена зависимость по формуле (12), соответствующая элементарному расчету сигнала по фотопроводимости без учета влияния контакта.

Из приведенных кривых видно, что инжекционное усиление сигнала приводит к существенному увеличению сигнального диапазона и чувствительности, особенно для малококонтрастных изображений, т. е. при высоком уровне фона. Практические ограничения здесь наступают в первую очередь со стороны коммутационной способности пучка.

Разностный сигнал в первом кадре после изменения облученности

Предположим, что в начале периода накопления облученность элемента мишени изменилась (для определенности возросла) и найдем соответствующее изменение тока сигнала при очередной коммутации. Пренебрегая рекомбинацией дополнительно образованных носителей, получим, очевидно, максимальное значение разностного сигнала, которое при предполагаемых больших K практически совпадает с реальным.

Величины, относящиеся к исходному стационарному режиму, будем помечать прямой чертой сверху, величины, относящиеся к данному кадру, оставлять без индекса, а разностные величины помечать тильдой.

Если интенсивность генерации носителей изменилась на $\tilde{g}=eS(N-m_0)\Phi$, то в процессе накопления происходит дополнительное изменение объемного заряда $e\tilde{m}=e\tilde{g}t$ и дополнительное изменение потенциала $\tilde{\phi}=x\tilde{y}+e\tilde{g}x^2t/2\varepsilon$, где \tilde{y} — произвольная функция времени от интегрирования уравнения Пуассона, а x отсчитывается от контакта или (что практически безразлично) от начала области определения функции z (см. выше).

Из (10) и аналогичного уравнения для $\tilde{y}=y-\tilde{y}$ при накоплении имеем

$$\varepsilon \frac{d\tilde{y}}{dt} + j_k(y-\tilde{y}) - j_k(y) = 0. \quad (33)$$

Из (33) и $\tilde{y}(0)=0$ следует $\tilde{y}(t)=0$. Таким образом, изменение потенциала мишени в результате накопления (по сравнению с исходным режимом) $\tilde{V}=e\tilde{g}h^2T/2\varepsilon = eGT/2C$, что соответствует, очевидно, эффективному выходу носителей $1/2$.²

Здесь проявляется следующая особенность формирования униполярного

фототока в мишени видикона. Генерация носителей приводит к перераспределению зарядов между объемом и поверхностью; поскольку при «плавающей» поверхности поле у контакта от этого не изменяется, то отсутствует и изменение тока через контакт; потенциал же становится вдвое меньше, чем при би-

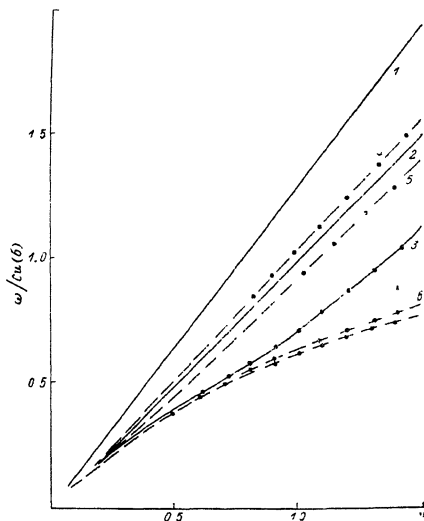


Рис. 3. Сигнальные характеристики. U/h , В/см: 1-3 — то же, что на рис. 2; 4-6 — 10^4 , m_0 , см⁻³: 1-4 — 10^{14} , 5 — 10^{15} , 6 — 10^{16} .

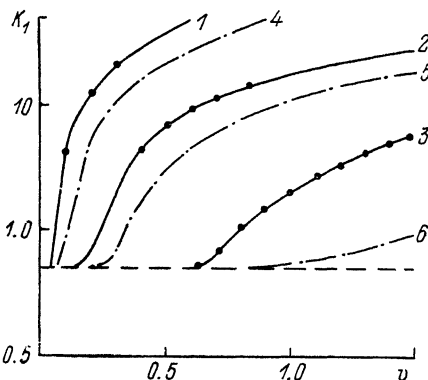


Рис. 4. Эффективность выхода носителей в первом кадре. Расчет проведен при параметрах рис. 2.

² Т. е. отношению сигнального заряда к заряду рожденных в слое носителей.

поляриной фотопробности, когда объемные заряды практически не образуются.³ После коммутации при втором накоплении поле у контакта оказывается большим из-за объемного заряда, возникшего при первом накоплении, так что во второе накопление уже вносит вклад дополнительный ток из контакта. Изменение объемного заряда при этом будет несколько меньшим, чем при первом накоплении, из-за увеличения захвата носителей, однако по сравнению со вторым суммарный объемный заряд от первых двух кадров создает увеличение тока из контакта при третьем накоплении. Стационарный сигнал устанавливается, когда объемные заряды, образующиеся от генерации и от захвата носителей (в основном поступающих из контакта), в течение кадра уравниваются.

Перейдем к расчету сигнала от первого накопления с учетом инжекции из контакта при коммутации.

В формуле (31) $y_2 = \bar{y}_2$ (так как при накоплении $\bar{y} = 0$), $y_1 = (\bar{V} - U_0 - \tilde{V})/h = \bar{y} + \bar{y}_1$, $\bar{y}_1 = -\bar{V}/h$ (потенциалы \bar{V} и \tilde{V} имеют противоположные знаки, поскольку \bar{V} создан зарядом захваченных дырок, \tilde{V} — их освобождением). Можно также положить $t_1 = \bar{t}_1 + \tilde{t}_1$. Считая \bar{y}_1 и \tilde{t}_1 малыми и линеаризуя (31) относительно этих величин, для разностного сигнального заряда получим

$$\bar{\omega} = \frac{\varepsilon \tilde{V}}{h} \left[1 - j'(\bar{y}_1) \frac{(t_k - \bar{t}_1)}{\varepsilon} \right] = e\tilde{G}T \left[\frac{1}{2} + \frac{t_k - \bar{t}_1}{\varepsilon} b^2 \bar{y}_1 j(\bar{y}_1) \right], \quad (34)$$

где $j(y)$ определяется в (3), а \bar{y}_1 и \bar{t}_1 — предыдущем разделе. При $J_0 \gg j(y)$ $t_1 \approx \varepsilon (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)/J_0$ и для эффективного выхода носителей K_1 можно написать

$$K_1 = \frac{\bar{\omega}}{e\tilde{G}T} = \frac{1}{2} + (1 - \delta) r b y_1 e^{-b^2 y_1^2}, \quad (35)$$

где $v = t_1/t_k = \varepsilon (\bar{y}_1 - \bar{y}_2)/t_k J_0$, v введено в (27).

На рис. 4 показаны (в полулогарифмическом масштабе) зависимости K_1 от δ при параметрах рис. 3. Штриховая прямая на уровне 0.5 указывает на отсутствие инжекционного усиления, которое, таким образом, равно $2K_1$. Из сопоставления с рис. 3 видно, что $2K_1$ превышает инжекционное усиление сигналов от фона и от статических малоcontrastных изображений (величина последнего определяется наклоном кривых на рис. 3). Таким образом, инжекционное усиление сигналов при коммутации приводит к существенному снижению специфической инерционности, о которой говорилось выше.

Литература

- [1] Суриц Р. А., Фукс Б. И. ФТП, 1978, т. 12, № 12, с. 2319—2327.
 [2] Суриц Р. А., Фукс Б. И. ФТП, 1979, т. 13, № 1, с. 138—151.
 [3] Фукс Б. И. ФТП, 1981, т. 15, № 9, с. 1679—1700.

Поступило в Редакцию
30 июня 1987 г.

³ Фактор 1/2 соответствует случаю постоянной по толщине интенсивности генерации, т. е. однородному объемному заряду.