

К ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Бугаева Т. В., Гуляев Ю. В., Фукс Б. И., Чусов И. И.

Рассмотрены основные особенности протекания тока при акустической инжекции в пьезополупроводниковом $p-n$ -переходе, нагруженном на внешнее сопротивление. При больших интенсивностях звука вследствие нелинейности вольтамперной характеристики $p-n$ -перехода имеет место выпрямление тока акустической поляризации кристалла, которое носит аномальный характер. При низких частотах звука ток в цепи велик при протекании в заперном направлении диода и практически отсутствует при протекании в прямом направлении. При высоких частотах ток в цепи содержит близкие по амплитуде постоянную и гармоническую составляющие и почти весь период звуковой волны течет в заперном направлении диода. Определены зависимости постоянного тока от интенсивности акустической волны при различных частотах звука и параметрах электрической цепи.

В пьезополупроводниковом $p-n$ -переходе с высоким квантовым выходом люминесценции должны наблюдаться вспышки рекомбинационного излучения, которые при высоких частотах делятся малую часть периода звуковой волны.

Распространение акустической волны через пьезополупроводниковый образец с $p-n$ -переходом сопровождается инжекцией носителей заряда в базовые области образца [1]. Нелинейный характер инжекции приводит к достаточно сложной зависимости возникающего при этом акустоинжекционного тока от параметров звуковой волны, образца, внешней электрической цепи и температуры. Теоретический анализ этих зависимостей — цель данной работы.

Считаем, что звук распространяется вдоль пьезоактивного направления Ox , причем пьезоэлектрическое поле направлено перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода. Предполагаем, что звук на длине образца не затухает. Кроме того, пренебрегаем низким сопротивлением базовых p - и n -областей диода по сравнению с сопротивлением $p-n$ -перехода и нагрузочным сопротивлением R_n . Сечение образца считается единичным.

Следствием одномерных уравнений Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi}{\kappa} \rho + \frac{4\pi\beta}{\kappa} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1)$$

и непрерывности для тока проводимости $\partial j_{np}(x, t)/\partial x = -\partial \rho/\partial t$ является уравнение сохранения полного тока

$$j(t) = j_{np}(x, t) + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} - \beta \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t}. \quad (2)$$

Здесь $E(x, t)$ — вариация поля, обусловленная звуком, $\rho(x, t)$ — вариация электрического заряда, κ — диэлектрическая проницаемость кристалла, β — пьезомодуль, $u(x, t)$ — механическое смещение в звуковой волне. Слагаемые в правой части (2) суть ток проводимости, ток смещения и ток, обусловленный переменной поляризацией кристалла звуком.

Пусть $x=0$ — координата металлургической границы перехода, $x=-l_n$, l_p — координаты левой и правой границ равновесной области пространственного заряда (ОПЗ) соответственно. При воздействии звука значение ширины ОПЗ изменяется по сравнению с равновесным значением $l_n + l_p = d_0$. Это приво-

днт к появлению на границах ОПЗ неравновесных вариаций плотности объемного заряда, которые, как следует из (1), наряду с зарядом, связанным с поляризацей среды звуком, определяют вариацию поля в пределах ОПЗ. Величины смещения границ ОПЗ обозначим $-\Delta l_n(t)$ и $\Delta l_p(t)$ соответственно.¹ Будем рассматривать относительно низкие интенсивности звука, при которых изменение высоты потенциального барьера перехода $V(t)$ мало по величине по сравнению с контактной разностью потенциалов φ_k . Тогда $\max |\Delta l_{n,p}(t)| \ll l_{n,p} < d_0$.

Проинтегрировав уравнение (1) от точки $x_n = -l_n - \delta$ [$l_n \gg \delta > \max |\Delta l_{n,p}(t)|$, $\delta \gg r_D$, r_D — дебаевский радиус экранирования], где вариацию поля $E(x_n, t)$ ввиду сильного экранирования свободными носителями заряда в базовой n -области можно считать равной нулю, до точки x , лежащей внутри ОПЗ, получим

$$E(x, t) = \frac{4\pi e N_D}{x} \Delta l_n(t) + \frac{4\pi\beta}{x} \xi(x, t) - \frac{4\pi\beta}{x} \xi(-l_n, t), \quad (3)$$

где $\xi(x, t) \equiv \partial u(x, t) / \partial x = \xi_0 \cos(\omega t - qx)$ — «пьезоактивная» компонента тензора деформации [$\xi_0 = (2W/cv_s)^{1/2}$, W — интенсивность звука, c — модуль упругости, v_s — скорость звука, q — волновое число]. Заметим, что последнее слагаемое в (3) имеет по внешнему виду «пьезоэлектрическое» происхождение, на самом же деле создается вариацией заряда свободных носителей, экранирующих пьезополе в низкоомной n -области, где $E(x, t) = 0$. Проинтегрировав уравнение (3) от $x = -l_n$ до $x = l_p$, получим

$$V(t) = \frac{4\pi e N_D}{x} \Delta l_n(t) d_0 - \frac{4\pi\beta\xi_0 d_0}{x} \frac{\sin(\omega t - ql_p) - \sin(\omega t + ql_n)}{qd_0} - \frac{4\pi\beta\xi_0 d_0}{x} \cos(\omega t + ql_n). \quad (4)$$

Видно, что изменение высоты потенциального барьера на p - n -переходе (или падение напряжения на нем) $V(t)$ складывается из изменения контактной разности потенциалов за счет изменения ширины p - n -перехода, разности потенциалов, генерируемой звуком в p - n -переходе за счет прямого пьезоэффекта [эту часть $V(t)$ можно назвать пьезонапряжением], и разности потенциалов на p - n -переходе, создаваемой за счет свободных носителей заряда, экранирующих пьезополе в n -области.

Подставляя уравнение (3) в уравнение (2) и исключая $\Delta l_n(t)$ с помощью уравнения (4), находим

$$j(t) = j_s \left[\exp\left(\frac{eV(t)}{T}\right) - 1 \right] + eN_D \frac{\partial \Delta l_n(t)}{\partial t} + \beta\omega\xi_0 \sin(\omega t + ql_n) = \\ = j_s \left[\exp\left(\frac{eV(t)}{T}\right) - 1 \right] + C_g \frac{\partial V}{\partial t} + \beta\omega\xi_0 \frac{2}{qd_0} \sin\left(\frac{qd_0}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{q(l_n - l_p)}{2}\right). \quad (5)$$

Здесь мы использовали квазистатическое выражение для тока p - n -перехода (т. е. $\omega\tau_{n,p} \ll 1$, где $\tau_{n,p}$ — времена жизни неосновных носителей заряда) и полагали для простоты этот ток чисто диффузионным, вследствие чего в пределах ОПЗ $j_{np}(x, t) = j_s [\exp(eV(t)/T) - 1]$, где j_s — ток насыщения диода, T — температура (в энергетических единицах). В уравнении (5) $C_g = x/4\pi d_0$ — зарядная емкость p - n -перехода. В пренебрежении сопротивлением базовых областей диода $V(t) = -R_n j(t)$. Подставляя это выражение в (5), получим уравнение для тока в цепи. Видно, что при $qd_0 = 2\pi k$, $k = 1, 2, \dots$ акустическая волна не генерирует тока в цепи и не нарушает электрического равновесия в диоде, что объясняется отсутствием пьезонапряжения на переходе. Далее мы ограничимся рассмотрением длинноволнового предела $qd_0 \ll 1$. Тогда уравнение для тока в цепи примет вид

$$j(t) + \tau_n \frac{\partial j}{\partial t} = \beta\omega\xi_0 \sin \omega t + j_s \left[\exp\left(-\frac{eR_n}{T} j(t)\right) - 1 \right], \quad (6)$$

¹ Эти смещения не являются независимыми, в частности, в длинноволновом пределе ($qd_0 \ll 1$): $N_n \Delta l_n(t) = N_A \Delta l_p(t)$, где N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов в n - и p -областях образца соответственно.

где $\tau_n = R_n C_g$. При рассмотрении акустической инжекции следует выделить два режима — квазилинейный, когда $(eR_n/T) \max |j(t)| \ll 1$, и нелинейный, когда $(eR_n/T) \max |j(t)| > 1$.

При анализе квазилинейного режима, реализующегося при относительно малых интенсивностях звука, в разложении экспоненты в правой части уравнения (6) в ряд по степеням $(eR_n/T) j(t)$ достаточно оставить первые три члена. Интегрируя линейную часть получающегося уравнения, имеем

$$j^{(0)}(t) = \frac{T}{eR_n} \sqrt{\frac{W}{W_\omega^*}} \sin(\omega t - \text{arctg } \omega \tau_c), \quad (7)$$

где $W_\omega^* = W^*(1 + \omega^{-2}\tau_c^{-2})$, $W^* = (T/e\varphi_n)^2 (j_{AD}\varphi_n / 4K^2)$ — характеристическая интенсивность звука $|j_{AD} = ev_s(N_A^{-1} + N_D^{-1})^{-1}$, $K = (4\pi^2/c\kappa)^2$ — константа электрохимической связи², причем в типичных пьезополупроводниковых диодах на основе соединений AlInV при 300 К $W^* \sim 1$ Вт/см², $\tau_c = (R_n^{-1} + e j_s / T)^{-1} C_g$ — постоянная времени электрической цепи, состоящей из параллельно включенных сопротивлений нагрузки R_n , диода T/ej_s и емкости p - n -перехода C_g . Из (7) следует, что условием применимости квазилинейного режима является неравенство $(W/W_\omega^*)^{1/2} \ll 1$. Усредняя по времени уравнение (6), получаем для постоянной составляющей полного тока, равной постоянной составляющей акустоинжекционного тока, следующее выражение:

$$j_0 = j_s \left(1 + \frac{eR_n j_s}{T}\right)^{-1} \frac{1}{2} \frac{e^2 R_n^2}{T^2} \frac{1}{(j^{(0)}(t))^2} = j_s \left(1 + \frac{eR_n j_s}{T}\right)^{-1} \frac{W}{4\pi^2 W_\omega^*}. \quad (8)$$

Очевидно, что независимо от направления распространения акустической волны постоянный (акустоинжекционный) ток j_0 всегда течет в прямом направлении p - n -перехода, а постоянное (акустоинжекционное) напряжение $V_0 = -j_0 R_n$ всегда уменьшает контактную разность потенциалов. Видно, что j_0 и V_0 сначала монотонно растут с частотой, как ω^2 , затем при $\omega \tau_c \gg 1$ выходят на насыщение. Напряжение V_0 монотонно растет с ростом R_n , стремясь при $R_n \rightarrow \infty$ к величине $V_{0 \max} = (-T/4e) [W/W^*(1 + \omega^{-2}\tau_c^{-2})]$, где $\tau_c = (T/ej_s) C_g$ — постоянная времени диода. Ток j_0 как функция R_n представляет собой кривую с максимумом (при малых R_n ток растет, как R_n^2 , при больших — падает, как R_n^{-1})². Рассмотрим нелинейный режим, который реализуется при $W > W_\omega^*$.

А. С л у ч а й м а л ы х с о п р о т и в л е н и й нагрузки $R_n \ll T/ej_s$

При низких частотах звука $\omega \ll \tau_n^{-1}$. Учитывая то, что $\beta \omega \xi_0 = (T/eR_n) \omega \tau_n \times (W/W^*)^{1/2}$, уравнение (6) можно записать в виде

$$j(t) = \frac{T}{eR_n} \omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t + j_s \exp\left[-\frac{eR_n}{T} j(t)\right]. \quad (9)$$

Минимальное значение тока j_{\min} достигается при $\omega t = 3\pi/2 + 2\pi k$, $k = 0, 1, 2, \dots$ и определяется уравнением

$$j_{\min} = -\frac{T}{eR_n} \omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}} + j_s \exp\left[-\frac{eR_n}{T} j_{\min}\right]. \quad (10)$$

Из (9), (10) следует, что постоянную составляющую тока можно в этом случае записать в виде

$$j_0 = j_s \frac{\omega}{2\pi} \int_t^{t+2\pi/\omega} \exp\left[-\frac{eR_n}{T} j(t)\right] dt \equiv \frac{T}{eR_n} \Gamma \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left[-\frac{eR_n}{T} (j(t) - j_{\min})\right] d\omega t, \quad (11)$$

где обозначено

$$\Gamma \equiv \frac{eR_n j_s}{T} \exp\left(-\frac{eR_n}{T} j_{\min}\right). \quad (12)$$

² Очевидно, что при учете инерционности инжекционного тока это будут кривые с максимумом.

Уравнение для нахождения Γ получаем, подставляя (10) в (12),

$$\Gamma \exp \Gamma = \frac{eR_{\text{н}}j_s}{T} \exp \left(\omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \right). \quad (13)$$

При не слишком больших интенсивностях звука, таких, что $\omega \tau_{\text{н}} (W/W^*)^{1/2} > 1$, но $(eR_{\text{н}}j_s/T) \exp [\omega \tau_{\text{н}} (W/W^*)^{1/2}] \ll 1$, из (11), (12) находим

$$j_0 = j_s \frac{\exp \left(\omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \right)}{\sqrt{2\pi\omega\tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}}}}, \quad (14)$$

т. е. j_0 и V_0 в этом случае экспоненциально зависят от частоты, сопротивления нагрузки и интенсивности звука. При $(eR_{\text{н}}j_s/T) \exp [\omega \tau_{\text{н}} (W/W^*)^{1/2}] \gg 1$ из (9)–(13) следует, что

$$j_0 = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi} \frac{T}{eR_{\text{н}}} \omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \left[1 - \frac{\ln \left(\frac{T}{eR_{\text{н}}j_s} \right)}{\omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}}} \right]. \quad (15)$$

При еще более высокой интенсивности звука $\omega \tau_{\text{н}} (W/W^*)^{1/2} \gg \ln (T/eR_{\text{н}}j_s)$ асимптотическое выражение для j_0 можно получить из следующих простых соображений. Из уравнения (9) видно, что в интервалах времени $2k\pi/\omega < t < (2k+1)\pi/\omega$, $k=0, 1, 2, \dots$, где $j(t) > 0$ (в «положительные» полупериоды) и $eR_{\text{н}}j(t)/T \gg 1$, можно положить

$$j_+(t) = \frac{T}{eR_{\text{н}}} \omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t, \quad (16)$$

а в интервалах времени $(2k-1)\pi/\omega < t < 2k\pi/\omega$, $k=1, 2, \dots$, где $j(t) < 0$ (в «отрицательные» полупериоды) и $eR_{\text{н}}|j(t)|/T \gg 1$,

$$j_-(t) = -\frac{T}{eR_{\text{н}}} \ln \left(-\frac{T}{eR_{\text{н}}j_s} \omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t \right). \quad (17)$$

При этом $j_+(t) \gg |j_-(t)|$, т. е. происходит своеобразное выпрямление диодом синусоидального тока акустической поляризации кристалла. По этой же причине при вычислении j_0 можно пренебречь током $j_-(t)$. Тогда получим

$$j_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\pi/\omega} j_+(t) dt = \frac{1}{\pi} \frac{T}{eR_{\text{н}}} \omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}}. \quad (18)$$

Видно, что с высокой точностью ($\approx 94\%$) формула (15) пригодна для описания j_0 и при более высокой интенсивности звука, когда $\omega \tau_{\text{н}} (W/W^*)^{1/2} \gg \ln (T/eR_{\text{н}}j_s)$. Отметим, что в отрицательные полупериоды большой ток $\beta \omega \xi_0 \sin \omega t$, обусловленный акустической поляризацией кристалла, почти полностью компенсируется инжекционным током $j_s \exp (-eR_{\text{н}}j(t)/T)$, а в положительные полупериоды инжекционный ток практически отсутствует и полный ток определяется током акустической поляризации.

При достаточно высоких частотах $\omega \gg \tau_{\text{н}}^{-1}$ производная $\tau_{\text{н}} \partial j / \partial t$ становится преобладающей в уравнении (6) при обеих полярностях тока и в нулевом приближении по $1/\omega \tau_{\text{н}}$ его можно записать в виде

$$\tau_{\text{н}} \frac{\partial j}{\partial t} = \frac{T}{eR_{\text{н}}} \omega \tau_{\text{н}} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t. \quad (19)$$

Проинтегрировав это уравнение и определив константу интегрирования с помощью усреднения уравнения (6), можно найти

$$j_0 \approx j_s \frac{\exp \left(-\frac{eR_{\text{н}}j_0}{T} + \sqrt{\frac{W}{W^*}} \right)}{\sqrt{2\pi \sqrt{\frac{W}{W^*}}}}. \quad (20)$$

При $(eR_{\text{н}}j_s/T) \exp[(W/W^*)^{1/2}] \ll 1$ из (20) получаем

$$j_0 = j_s \frac{\exp\left(\sqrt{\frac{W}{W^*}}\right)}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{W}{W^*}}}. \quad (21)$$

В обратном предельном случае $(eR_{\text{н}}j_s/T) \exp[(W/W^*)^{1/2}] \gg 1$

$$j_0 = \frac{T}{eR_{\text{н}}} \left[\sqrt{\frac{W}{W^*}} - \frac{1}{2} \ln\left(2\pi \sqrt{\frac{W}{W^*}}\right) - \ln \frac{j_0}{j_s} \right] \approx \frac{T}{eR_{\text{н}}} \left[\sqrt{\frac{W}{W^*}} - \ln\left(\frac{T}{eR_{\text{н}}j_s}\right) \right], \quad (22)$$

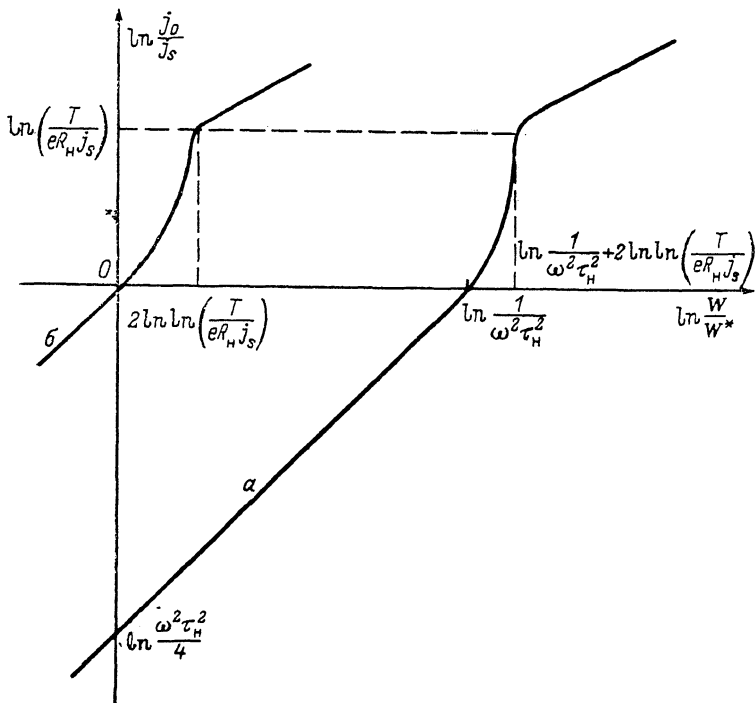


Рис. 1. Зависимости $\ln(j_0/j_s)$ от $\ln(W/W^*)$ для случая $R_{\text{н}} \ll T/ej_s$ при низких ($\omega\tau_{\text{н}} \ll 1$) (а) и высоких ($\omega\tau_{\text{н}} \gg 1$) (б) частотах.

причем эта формула применима и при более высоких интенсивностях звука, когда $(W/W^*)^{1/2} \gg \ln(T/eR_{\text{н}}j_s)$. Таким образом, переходный участок между экспоненциальной и корневой зависимостями j_0 от W , имеющий место при $\omega\tau_{\text{н}} \ll 1$, на высоких частотах отсутствует. Заметим, что инжекционный ток $j_{\text{анж}}(t) = j_s \exp[-eR_{\text{н}}j(t)/T]$ большую часть периода отсутствует, а в короткие промежутки времени длительностью

$$\Delta t = \frac{2}{\omega} \sqrt{2 \sqrt{\frac{W^*}{W}} \ln\left(\frac{T}{eR_{\text{н}}j_s}\right)} \quad (23)$$

достигает больших значений [в максимуме $j_{\text{анж max}} = \sqrt{2\pi} (T/eR_{\text{н}}) (W/W^*)^{1/4} \gg j_0$]. Рассматривая вклад в ток поправки следующего приближения по $1/\omega\tau_{\text{н}}$, нетрудно показать, что она мала, если выполняется условие $\omega\tau_{\text{н}} \gg 2\pi (W/W^*)^{1/2} \gg 1$. Это условие оказывается более жестким по сравнению с $\omega\tau_{\text{н}} \gg 1$, поскольку выражение (19) применимо, если емкостное сопротивление диода мало по сравнению с сопротивлением диода не только при обратном, но и при прямом смещении диода.

На рис. 1 схематически изображены зависимости $\ln(j_0/j_s)$ от $\ln(W/W^*)$ для случая $R_{\text{н}} \ll T/ej_s$ при низких $\omega\tau_{\text{н}} \ll 1$ и высоких $\omega\tau_{\text{н}} \gg 2\pi (W/W^*)^{1/2} \gg 1$ частотах.

При высоких интенсивностях звука $(W/W^*)^{1/2} \gg \ln(T/eR_n j_s)$ уже использованным выше методом региональных приближений можно получить выражения для токов в широком интервале частот — от 0 до $2\pi (W/W^*)^{1/2} \tau_n^{-1} \gg \omega \gg \tau_n^{-1}$. В этом случае в положительные полупериоды тока (при обратном смещении диода) сопротивление диода велико и им можно пренебречь, а в отрицательные полупериоды тока активное сопротивление диода вследствие его сильного прямого смещения становится значительно меньше его емкостного сопротивления и сопротивления нагрузки в широком диапазоне частот (включая $\omega \gg \tau_n^{-1}$). Обозначая через t_1 и t_2 моменты времени, где полный ток обращается в нуль в пределах периода звуковой волны, и интегрируя уравнение (6) с учетом сказанного выше в интервалах (t_1, t_2) и $(t_2, t_1 + 2\pi/\omega)$,³ можно получить трансцендентное уравнение для t_2

$$t_2 = \frac{\pi}{\omega} + \frac{1}{\omega} \left\{ \arctg \omega \tau_n + \arcsin \left[\frac{\omega \tau_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_n}\right) \right] \right\} \quad (24)$$

и выражение для постоянной составляющей тока в широком интервале частот $2\pi (W/W^*)^{1/2} \tau_n^{-1} \gg \omega > 0$

$$j_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t_1}^{t_1+2\pi/\omega} j(t) dt = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{t_2} j_+(t) dt = \frac{1}{2\pi} \frac{T}{eR_n} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \omega \tau_n [1 - \cos \omega t_2(\omega)]. \quad (25)$$

Из уравнений (24), (25) следует, что при $\omega \tau_n \ll 1$ $t_2 \gg \pi/\omega$ и постоянный ток описывается формулой (18), а при $\omega \tau_n \gg 1$ $t_2 \ll 2\pi/\omega$ и постоянный ток описывается формулой (22).

Б. Случай больших сопротивлений нагрузки $R_n \gg T/ej_s$

При $R_n \gg T/ej_s$ квазилинейный режим заканчивается, как следует из (8), при $j_0 \sim T/eR_n \ll j_s$.

В случае низких частот $\omega \tau_n \ll 1$ в уравнении (6) слагаемое $\tau_n \partial j / \partial t$ всегда пренебрежимо мало. При не очень больших интенсивностях звука [$1 \ll (W/W^*)^{1/2} < 1/\omega \tau_n$, при этом $T/eR_n \sim j \ll j_s$] в уравнении (6) можно также пренебречь слагаемым $j(t)$. Тогда из (6) с учетом тождества $\beta \omega \xi_0 \equiv \omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} j$, следует

$$j(t) = -\frac{T}{eR_n} \ln \left(1 - \omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t \right). \quad (26)$$

Используя это выражение, получаем для постоянной составляющей тока

$$j_0 = \frac{T}{eR_n} \ln \left(\frac{2}{1 + \sqrt{1 - \omega^2 \tau_n^2 \frac{W}{W^*}}} \right). \quad (27)$$

Заметим, что выражение (27) правильно описывает j_0 и в квазилинейном режиме при $\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} \ll 1$. При дальнейшем росте интенсивности звука, когда $\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} > 1$, уравнение (6) можно решать методом региональных приближений. В той части периода, где $\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} \sin \omega t > 1$, в уравнении (6) можно пренебречь малым экспоненциальным слагаемым, так что

$$j(t) = j_s \left(\omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}} \sin \omega t - 1 \right), \quad (28)$$

где $2k\pi + \pi/2 - \arccos [1/\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2}] < \omega t < 2k\pi + \pi/2 + \arccos [1/\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2}]$ (k — номер периода волны, прошедшего с момента времени $t=0$), а в той части периода, где $\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} \sin \omega t < 1$, ток описывается выражением (26) и пренебрежимо мал по сравнению с (28). Интегрируя $j(t)$ по периоду, получаем

³ При этом ток в интервале $(t_2, t_1 + 2\pi/\omega)$, где он существенно меньше тока в интервале (t_1, t_2) , можно для простоты положить равным нулю, причем оказывается, что $t_1 \approx 0$.

$$j_0 = \frac{j_s}{\pi} \left[\sqrt{\omega^2 \tau_n^2 \frac{W}{W^*} - 1} - \arccos \frac{1}{\omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}}} \right]. \quad (29)$$

Очевидно, что выражение (29) правильно описывает j_0 и в случае $\omega \tau_n (W/W^*)^{1/2} \gg 1$:

$$j_0 = \frac{j_s}{\pi} \omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}} \equiv \frac{1}{\pi} \frac{T}{e R_n} \omega \tau_n \sqrt{\frac{W}{W^*}}. \quad (30)$$

В случае высоких частот $\omega \tau_n \gg 1$ [так что $\tau_n \partial j / \partial t \gg j(t)$ и слагаемым $j(t)$ в уравнении (6) можно пренебречь] решение уравнения (6) при $(W/W^*)^{1/2} \gg 1$ имеет вид

$$j(t) = \frac{T}{e R_n} \ln I_0 \left(\sqrt{\frac{W}{W^*}} \right) + \frac{T}{e R_n} \ln \left[\frac{\pi / \omega \tau_n}{\text{sh}(\pi / \omega \tau_n)} \right] - \frac{T}{e R_n} \sqrt{\frac{W}{W^*}} \cos \omega t + \frac{T}{e R_n} \frac{(2k-1)\pi - \omega t}{\omega \tau_n}, \quad (31)$$

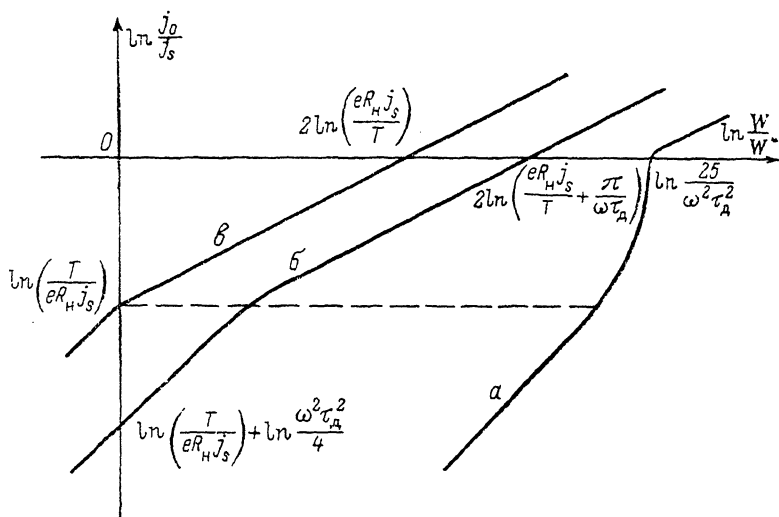


Рис. 2. Зависимости $\ln(j_0/j_s)$ от $\ln(W/W^*)$ для случая $R_n \gg T/ej_s$ при низких ($\omega \tau_n \ll \omega \tau_n \ll 1$) (а), промежуточных ($\omega \tau_n \ll 1 \ll \omega \tau_n$) (б) и высоких ($1 \ll \omega \tau_n \ll \omega \tau_n$) (в) частотах.

где k — номер периода волны, прошедшего с момента времени $t=0$, $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, и первые два слагаемых описывают постоянную составляющую тока. Из выражения (31) следует, что при $\omega \tau_n \ll \pi$ [но $\omega \tau_n \equiv (eR_n j_s / T) \omega \tau_n \gg 1$]

$$j_0 = \frac{T}{e R_n} \left[\ln I_0 \left(\sqrt{\frac{W}{W^*}} \right) + \ln \left(\frac{2\pi}{\omega \tau_n} \right) - \frac{\pi}{\omega \tau_n} \right] \approx \frac{T}{e R_n} \left(\sqrt{\frac{W}{W^*}} - \frac{\pi}{\omega \tau_n} \right), \quad (32)$$

а при $\omega \tau_n \gg \pi$

$$j_0 = \frac{T}{e R_n} \left[\ln I_0 \left(\sqrt{\frac{W}{W^*}} \right) - \frac{\pi^2}{6\omega^2 \tau_n^2} \right] \approx \frac{T}{e R_n} \sqrt{\frac{W}{W^*}}. \quad (33)$$

На рис. 2 схематически изображены зависимости $\ln(j_0/j_s)$ от $\ln(W/W^*)$ для случая $R_n \gg T/ej_s$ при низких $\omega \tau_n \ll 1$, промежуточных $\omega \tau_n \ll 1 \ll \omega \tau_n$ и высоких частотах $1 \ll \omega \tau_n \ll \omega \tau_n$.

Акустическая инжекция носителей заряда в пьезополупроводниковом p - n -переходе с высоким квантовым выходом люминесценции η будет сопровождаться рекомбинационным излучением. Полагая для оценок, что все фотоны имеют энергию, равную ширине запрещенной зоны полупроводника E_g , для средней мощности рекомбинационного излучения можно записать

$$\bar{P} = \frac{E_g}{e} \eta j_{\text{инж}}(t) = \frac{E_g}{e} \eta j_0, \quad (34)$$

где постоянная составляющая тока в зависимости от интенсивности звука, частоты звука и сопротивления нагрузки может описываться выражениями (14), (15), (18), (21), (22), (25), (27), (29), (32), (33). Заметим, что рекомбинационные всплески при $\omega\tau_n \ll 1$ длятся в течение половины периода звуковой волны, а при $\omega\tau_n \gg 1$ — более короткое время. В случае $R_n \ll T/ej_s$ длительность всплесков при $2\pi(W/W^*)^{1/2} \gg \omega\tau_n \gg 2\pi$ равна по порядку величины $\Delta t \sim \sim \omega^{-1}(4\pi/\omega\tau_n)^{1/2}$, а при $\omega\tau_n \gg 2\pi(W/W^*)^{1/2}$ — $\Delta t \sim \omega^{-1}[\ln(T/eR_nj_s)/(W/W_0)^{1/2}]^{1/2}$ [см. (23)]. Для случая $R_n \gg T/ej_s$ нетрудно показать, что при $\omega\tau_n \ll 1$ (но $\omega\tau_n \gg 1$) длительность всплесков $\Delta t \approx \tau_d$, а при $\omega\tau_n \gg 1$ — $\Delta t \sim \omega^{-1}(4W^*/W)^{1/4}$.

Список литературы

[1] Гуляев Ю. В., Чусов И. И., Бугаева Т. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 552—555.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязинская часть

Получена 9.07.1989
Принята к печати 22.03.1990