ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ԿԱՏՈԴԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՍՑԻԼԱՑՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՊԱՐՊՈՒՄՈՒՄ

Ռ. Պ. ԲԱԲԵՐՑՅԱՆ, Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա. Կ. ՉՈԲԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են Պեննինգի փոփոխական երկարությամբ բջջում պարպման բնութագրերը։ Բացահայտված են պարպման բռնկման նոր պայմաններ, որոնց դեպքում իոնային և էլեկտրոնային հոսանքների խտությունների բաշխումը կաթոդի մակերևույթով բավականաչափ տարբերվում է նախկինում հայտնիներից։

INVESTIGATION OF THE DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES CURRENT ON CATHODE SURFACE IN DISCHARGE WITH OSCILLATING ELECTRONS

R. P. BABERTSYAN, G. A. YEGHIAZARYAN, V. KH. GHARIBYAN, A. K. CHOBANYAN

Characteristics of the discharge in a Penning cell having variable length were investigated in detail. New conditions of discharge burning, when the distributions of ion and electron current density over the cathode surface essentially differs from the earlier known ones, are obtained.

Изв. АН Армении, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992)

УДК 621.373.5

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫМИ СЛОЯМИ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, АЛ. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 5 ноября 1991 г.)

Получены аналитические выражения времен релаксации электрона в гетероструктурах с КРС при продольном и поперечном рассеянии на акустических и оптических фононах в зависимости от номера подзоны n, в разных температурных интервалах. Исследуется процесс рассеяния носителей тока, инжектированных через ГП.

В настоящее время полупроводниковые гетероструктуры с квантово-размерными слоями широко применяются в создании лазеров и приемников с улучшенными характеристиками [1]. В связи с этим изучение различных релаксационных процессов в таких структурах является весьма актуальным. Действительно, насколько быстро происходит замедление (термализация) неравновесных носителей, зависит степень заполнения энергетических уровней вблизи краев зон, что в свою очередь, существенно влияет на такие важные характеристики, как порог и температурная чувствительность генерации.

Впервые задача рассеяния в тонкой полупроводниковой пленке в области высоких температур решалась в [2], где при этом изучалась импульсная релаксация на акустических фононах и предполагалось, что заселена только нижняя подзона. В [3] рассматривался процесс импульсной релаксации при поперечном рассеянии на акустических фононах для нижних подзон в зависимости от температуры. Подобные задачи решались также численными методами в области низких температур [4, 5]. А в [6] получены аналитические выражения времен релаксации по импульсу и энергии для нижней подзоны при взаимодействии с «объемными» акустическими фононами в разных температурных интервалах. В настоящей работе рассматривается импульсная релаксация двумерной пробной частицы при продольном и поперечном рассеянии на акустических фононах в зависимости от номера подзоны n, в разных температурных интервалах. Изучаются также релаксационные процессы при взаимодействии с оптическими колебаниями полярной решетки.

Исходя из численных оценок полученных выражений в работе делаются выводы об общем процессе замедления пробной частицы, находящейся в n-подзоне. Также обсуждается процесс рассеяния носителей тока, инжектированных через ГП из области широкозонного полупроводника в узкозонный размерно-квантовый слой.

В первом приближении метода возмущений вероятность рассеяния электрона в единицу времени из состояния $\mathbf{k}$ в $\mathbf{k}'$ дается выражением

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'}=\frac{2\pi}{h}\,|I_{n'n}(q_z d)|^2\cdot|M_{k'k}|^2\cdot(N_q+1/2\mp 1/2)\,\delta(E_{n'k'}-E_{nk}\mp h\omega_q),$$

где в модели прямоугольной бесконечно глубокой квантовой ямы и изотронного квадратичного закона дисперсии

$$I_{n'n}(q_z d)=i\,\frac{4\pi^2 n' n q_z d\,[(-1)^{n+n'}\cdot e^{iq_z d}-1]}{[\pi^2(n+n')^2-q_z^2 d^2][\pi^2(n-n')^2-q_z^2 d^2]}$$

--пленочный фактор, а $M_{\mathbf{k}'k}=\left(\dfrac{h}{2NM\omega_q}\right)^{1/2}\cdot C_q$

—матричный элемент электрон-фононного взаимодействия в плоскости пленки. Здесь верхний знак относится к испусканию, а нижний—к поглощению фонона с волновым вектором $\mathrm{q}=(q_\rho^2+q_z^2)^{1/2}$ (энергией $h\omega_q$), N_q—функция распределения фононов, d—толщина пленки, N—число элементарных ячеек, C_q—константа связи, M′—масса осциллятора. Вычисления релаксационных характеристик пробной частицы

$$\frac{1}{\tau_{\mathbf{k}',E}}=\sum_{n'}\frac{1}{\tau_{nn'}},$$

$\tau_{nn'}$—время релаксации, связанное с переходами в n′-ю подзону, а суммирование выполняется по всем заселенным подзонам при условии, когда состояние системы близко к равновесному, проведены по обычной схеме для трехмерных систем [7].

Ниже приводятся только окончательные выражения.

1. Импульсная релаксация при рассеянии на акустических колебаниях: $C_q^2 = E_1^2 q^2$, E_1—константа акустического потенциала деформации, $M' = M$—полная масса элементарной ячейки, $\omega_q = v_q$, v—скорость акустических волн.

а) $k_Б T < \sqrt{8m^* v^2 E_F}$, $q_\rho \sim q_z \sim q_T$, $N_q \ll 1$, $q_T = k_Б T/hv$, E_F—

—энергия Ферми [6], v—скорость звука. ($N_q \sim k_Б T/hvq$)

Для каждой отдельно взятой пары подзон имеем:

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^*}{16\pi^2 \rho v h^2 k^2 d} (I_1 + I_2) \cdot I_0, \quad \rho = \frac{V}{NM},$$

$$I_1 = 2\sqrt{2}\, \frac{q_{\rho_1}^4}{q_{\rho_2}} \left\{ -\frac{\sin\varphi \cos\varphi \sqrt{a^2 \sin^2\varphi - 1}}{3a^2} + \frac{1}{3a^3} F\left(\alpha, \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{2(1+a^2)}{3a^3} E\left(\alpha_1 \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right) \right\} \Bigg|_0^\mu,$$

$$I_2 = -\frac{4\sqrt{2} m^* R}{a h^2} \cdot \frac{q_{\rho_1}^2}{q_{\rho 2}} \cdot E\left(\alpha, \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right) \Bigg|_0^\mu,$$

$$R = E_{n'} - E_n, \; q_{\rho 1,2}^2 = 2\left(k^2 - \frac{m^* R}{h^2}\right) \pm 2k \sqrt{k^2 = \frac{2m^* R}{h^2}},$$

$$\sin\varphi = \frac{q_\rho}{q_{\rho 1}}, \; a = \frac{q_{\rho 1}}{q_{\rho 2}}, \; \mu = \arcsin\left(\frac{q_T}{q_{\rho 1}}\right), \; \alpha = \arcsin \frac{a\cos\varphi}{\sqrt{a^2-1}}, \; F, E -$$

—Эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода.

$$I_0 = C(I_1' + I_2' - I_3' + I_4'), \quad C = -2^6 \pi^4 n^2 n'^2,$$

$$I_1' = \frac{1}{(b-a)^2} \left\{ \frac{x}{4(a-x^2)} + \frac{1}{8\sqrt{a}} \ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right) \pm \right.$$

$$\left. \pm \frac{1}{8} [I_{31}' + I_{21}'] \mp \frac{1}{8\sqrt{a}} [I_{11}' - I_{11}] \right\} \Bigg|_0^{q_T d},$$

$$I_3' = \frac{2}{(b-a)^3} \left\{ -\frac{\sqrt{a}}{4} \ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right) \pm \frac{\sqrt{a}}{4} [I_{11}' - I_{11}] - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}(x \pm \sin x) \right\} \Bigg|_0^{q_T d}.$$

4—89

I_2' и I_4' следуют из I_1' и I_3' соответственно, при замене в фигурных скобках a на b, I_{11}, I_{11}', I_{21}', I_{31}' — определены в Приложении.

Здесь $x = q_z d$, $a = \pi^2 (n + n')^2$, $b = \pi^2 (n - n')^2$.

Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'} = -1$, а нижние — $-(-1)^{n+n'} = 1$.

При $n = n'$, $a = 4\pi^2 n^2$,

$$I_1 \Big|_0^{q_T} = -\frac{2}{3}\left(4k^2 - q_T^2\right)^{1/2} \cdot \left(8k^2 + q_T^2\right) + \frac{32}{3} k^3, \; I_2 = 0,$$

$$I_0 = 2^6 \pi^4 n^4 (I_1' + I_2' + I_3') \Big|_0^{q_T d},$$

$$I_1' = -\frac{1}{32\pi^4 n^4 x} + \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left\{\frac{\cos x}{x} + \mathrm{si}(x)\right\},$$

$$I_2' = \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left(-\frac{1}{8\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n - x}{2\pi n + x}\right) - \frac{1}{8\pi n}[I_{11}' - I_{11}]\right),$$

$$I_3' = \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left(\frac{x}{2(4\pi^2 n^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n - x}{2\pi n + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4}[I_{31}' + I_{21}'] - \frac{1}{8\pi n}[I_{11}' - I_{11}]\right).$$

В частном случае для нижней подзоны

$$n = n' = 1,$$

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^* k_Б^4 T^4}{12\pi^2 \rho v^6 h^6 k^2},$$

б) $\sqrt{8m^* v^2 E_F} < k_Б T < \sqrt{8 m^* v^2 W}$, $q_z > q_\rho$, $q \sim q_z \sim q_T$,

$$N_q > 1, \; W = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2.$$

Для каждой пары подзон:

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^* k_Б T}{4\pi\rho v^2 h^3 d} \cdot I,$$

$$I = C(I_1 + I_2 - I_3 + I_4),$$

$$I_1 = \frac{1}{(b-a)^2}\left\{\frac{x}{4(a - x^2)} + \frac{1}{8\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a} - x}{\sqrt{a} + x}\right) \pm \right.$$

$$\left. \pm \frac{1}{8}[I_{31}' + I_{21}'] \mp \frac{1}{8\sqrt{a}}[I_{11}' - I_{11}]\right\}\Bigg|_{q_{T_0} d}^{q_T d},$$

---

h—постоянная Планка с чертой. $= \dfrac{h}{2\pi}$

$$I_2=\frac{2}{(b-a)^3}\left\{-\frac{\sqrt{a}}{4}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)\pm\frac{\sqrt{a}}{4}\left[I'_{11}-I_{11}\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}(x\pm\sin x)\right\}_{q_{T_0}d}^{q_T d},$$

$$q_{T_0}\sim\frac{(8m^*E_F)^{1/2}}{h}.$$

I_2 и I_4 следуют из I_1 и I_3 соответственно при замене a на b. Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'}=-1$, а нижние — $(-1)^{n+n'}=1$. При $n=n'$, $a=4\pi^2n^2$

$$I=2\left\{-\frac{1}{x}+\frac{\cos x}{x}+\mathrm{si}\,(x)-\frac{1}{4\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n-x}{2\pi n+x}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{4\pi n}\left[I'_{11}-I_{11}\right]+\frac{x}{2(4\pi^2n^2-x^2)}-\frac{1}{4}\left[I'_{31}+I'_{21}\right]\right\}\Bigg|_{q_{T^0}d}^{q_T d}.$$

При $n=n'=1$

$$\frac{1}{\tau_k}=\frac{E_1^2m^*k_Б^2T^2}{4\pi\rho v^3h^4}.$$

в) $k_Б T>\sqrt{8m^*v^2W}$, $q_\rho\sim 2k$, $q_z\sim 2\pi/d$, $N_q\gg 1$,

$$\frac{1}{\tau_k}=\frac{E_1^2k_Б Tm^*}{4\pi\rho v^2h^3d}\cdot I_0(x\sim 2\pi). \tag{1}$$

При $n=n'=1$ (1) переходит в результат работы [2]

$$\frac{1}{\tau_k}=\frac{7\cdot E_1^2k_Б Tm^*}{2\rho v^2h^3d}.$$

При $E_1=1{,}6\cdot 10^{-11}$ эрг., $m^*=0{,}6\cdot 10^{-28}$ г., $T=300$ K, $\rho=5{,}3$г$\cdot$см$^{-3}$,

$v=10^5$см$\cdot$с$^{-1}$, $d=10^{-6}$ см, $\tau_k\sim 1{,}669\cdot 10^{-13}$ с.

Для $n=2$, $n'=1$, $\tau_k=1{,}128\cdot 10^{-12}$ с.

2. Энергетическая релаксация при рассеянии на оптических колебаниях:

$C_q^2=\dfrac{e^2\overline{M}\,\omega_0^2(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon^{-1})}{V_0q^2}$, V_0 —объем элементарной ячейки, ε_∞ —высокочастотная проницаемость, ω_0—частота оптических колебаний, M—приведенная масса элементарной ячейки.

Для каждой пары подзон имеем:

$$\frac{1}{\tau_z}=\frac{\omega_0^2 e^2 (\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon^{-1})\, m^{*2}}{4\pi h^3 k^2}\left\{\left[I_1+\frac{2m^*}{h^2}(E_{n'}-E_n-h\omega_0-\right.\right.$$

$$\left.-2E_k)\,I_2\right]N(\omega_0)-\left[I_1+\frac{2m^*}{h^2}(E_{n'}-E_n+h\omega_0-\right.$$

$$\left.\left.-2E_k)\,I_2\right](N(\omega_0)+1)\right\}.$$

$$I_1=\frac{dc}{(b-a)^2}\left(I^{(1)}+I^{(2)}-\frac{2}{(b-a)}I^{(3)}+\frac{2}{(b-a)}I^{(4)}\right),\ (x\sim 2\pi),$$

$$I^{(1)}=\frac{1}{8a}\left\{\frac{2x}{a-x^2}-\frac{1}{\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)\pm I'_{31}\pm I'_{21}\pm\right.$$

$$\left.\pm\frac{1}{\sqrt{a}}[I'_{11}-I_{11}]\right\},$$

$$I^{(3)}=-\frac{1}{4\sqrt{a}}\left(\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)\mp[I'_{11}-I_{41}]\right),$$

$I^{(2)}$ и $I^{(4)}$ следует из $I^{(1)}$ и $I^{(3)}$ соответственно, при замене a на b.

$$I_2=\frac{cd^3}{a}\left\{\frac{1}{(b-a)^2}\cdot I^{(1)}+\frac{a}{b(b-a)^2}\cdot I^{(2)}-\frac{(3a-b)}{a(b-a)^3}\cdot I^{(3)}+\right.$$

$$\left.+\frac{a(3b-a)}{b^2(b-a)^3}\cdot I^{(4)}+\frac{1}{ab^2}\cdot I^{(5)}\right\},\ (x\sim 2\pi),\quad I^{(5)}=-$$

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{x}\pm\frac{\cos x}{x}\mp \mathrm{si}(x)\right).$$

$I^{(2)}$ и $I^{(4)}$ следуют из $I^{(1)}$ и $I^{(3)}$ соответственно при замене a на b. Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'}=-1$, а нижние — $(-1)^{n+n'}=1$. При $n=n'$, $(x\sim 2\pi)$, $c_0=-2^6\pi^4 n^4$,

$$I_1=\frac{dc_0}{2}\left\{-\frac{2}{a^3x}-\frac{1}{3a^2x^3}-\frac{5}{4a^3\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)+\frac{2x}{4a^3(a-x^2)}+\right.$$

$$+\frac{2}{a^3}\left[\frac{\cos x}{x}+\mathrm{si}(x)\right]-\frac{1}{a^2}\left[\frac{\cos x}{6x}-\frac{\cos x}{3x^3}+\frac{\sin x}{6x^2}+\frac{\mathrm{si}(x)}{6}\right]-$$

$$\left.-\frac{5}{4a^3\sqrt{a}}[I'_{11}-I_{11}]+\frac{1}{4a^3}[I'_{21}+I'_{31}]\right\};$$

$$I_2=\frac{d^3c_0}{2}\Big\{-\frac{3}{a^4x}-\frac{2}{3a^3x^3}-\frac{1}{5a^2x^5}-\frac{7}{4a^4\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)+$$

$$+\frac{1}{4a^4}\cdot\frac{2x}{(a-x^2)}+\frac{3}{a^4}\left[\frac{\cos x}{x}+\mathrm{si}\,(x)\right]+\frac{2}{a^3}\left[-\frac{\cos x}{6x}+\frac{\cos x}{3x^3}-\right.$$

$$\left.-\frac{\sin x}{6x^2}+\frac{\mathrm{si}\,(x)}{6}\right]-\frac{1}{a^2}\left[-\frac{\cos x}{120\,x}+\frac{\cos x}{60x^3}-\frac{\cos x}{5x^5}-\frac{\sin x}{120x^2}+\right.$$

$$\left.\frac{\sin x}{20x^4}-\frac{\mathrm{si}\,(x)}{120}\right]-\frac{7}{4a^4\sqrt{a}}\,[I'_{11}-I_{11}]-\frac{1}{4a^4}[I'_{21}+I'_{31}]\Big\}.$$

При $n=n'=1$ получим:

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon}=\frac{e^2\omega_0^2m^{*2}\,(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon^{-1})}{4\pi h^3k^2}\Big\{N(\omega_0)\Big[-\frac{2m^*}{h^2}\,(2E_k+h\omega_0)+$$

$$+\frac{2k}{h}\sqrt{2m^*\,(E_k+h\omega_0)}\Big]^{-1/2}\cdot F_-(\mu,P)-(N(\omega_0)+1)\Big[-\frac{2m^*}{h^2}\,(2E_k-$$

$$-h\omega_0)+\frac{2k}{h}\sqrt{2m^*\,(E_k-h\omega_0)}\Big]^{-1/2}\cdot F_+(\mu,P)\Big\},$$

$$\mu=\arcsin\left(\frac{2\pi}{dq_{z1}},\quad P=\frac{q_{z1}}{q_{z2}},\quad q_{z1,2}^2=-2\left(k^2\pm\frac{m^*\omega_0}{h}\right)\mp\right.$$

$$\mp 2k\sqrt{k\pm\frac{2m^*\omega_0}{h}},\qquad E_k=\frac{h^2k^2}{2m^*}.$$

Для вышеприведенных значений параметров полупроводника находим

$$\tau_E=3.57\cdot10^{-14.5}\text{ с., а при } n=2,\ \ n'=1-\tau_E=2{,}27\cdot10^{-12}\ с.$$

Таким образом, численные оценки времен релаксации показывают, что электрон (дырка), обладающий энергией $E_{n,k}>h\omega_0$ в n-ой подзоне излучает один или несколько оптических фононов за время $\tau_{оп.}\lesssim10^{-14}$ с до значения $E_{n,k'}<h\omega_0$ (ω_0—частота оптического фонона). Далее электрон (дырка) релаксирует, переходя в состояние с нулевым значением плоского импульса $k=0$ за время $\tau_k\sim10^{-13}_{\ c}$, излучая акустические фононы. Из состояния с $k=0$ электрон, рассеиваясь, может испустить акустический или оптический фонон (если $E_{n'}-E_n\geqslant h\omega_0$) и перейти в соседнюю зону ($n-1$). Далее происходит такой же процесс релаксации, что и в n-ой зоне.

Отметим, что на практике чаще всего имеют дело с инжекцией носителей тока через ГП из области широкозонного полупроводника в узкозонный размерно-квантовый слой. Инжектированные через ГП неравновесные носители, рассеиваясь переходят на уровни с меньшей энергией с излучением фононов. Для этого необходимо, чтобы время пролета частицы $\tau_П$ квантовой ямы шириной d было больше времени излучения фонона в области квантовой ямы $\tau_Ф$. Поэтому при конструировании гетероперехода его геометрические размеры (толщина квантово-размерного слоя), глубина квантовой ямы (т. е. различие работ выхода узкозонного и широкозонного полупроводников) должны быть подобраны такими, чтобы удовлетворить условию $\tau_П > \tau_Ф$. (Ниже будет показано, что захват носителя квантовой ямой происходит за счет испускания оптического фонона).

Если E_0—энергия фонона, то для того, чтобы инжектированный электрон излучал фонон и перешел в связанное состояние в яме, необходимо выполнение условия

$$U - E_n \gtrsim E_0,$$

где U—глубина ямы, E_n—энергия n-го квантового уровня, n—наибольшее целое число, для которого есть связанное состояние.
Из (10) имеем

$$d \simeq \frac{\pi h n}{\sqrt{2m^*(U - E_0)}}.$$

Временная задержка при пролете ямы $\tau_П$, с учетом отражения от границ-скачков потенциала, определяется как

$$\tau_П = \frac{d}{v_0},$$

где v_0—скорость электрона в широкозонной части полупроводника. Такая задержка имеет место, когда $U \gg E$, где E—энергия электрона, в широкозонной части (т. е. глубина квантовой ямы U значительно больше, чем кинетическая энергия частицы вне ямы).
Таким образом,

$$\tau_П = \frac{\pi h n}{\sqrt{\frac{m^*}{m_0^*} E (U - E_0)}} \sim 10^{-13}\ с, \quad \tau_Ф < 10^{-13}\ с,$$

(m_0^*—эффективная масса в широкозонном полупроводнике). Так что захват электрона квантовой ямой сопровождается излучением оптического фонона.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$I_{11} = [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-\sqrt{a}+x) + (\sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a}+x)],$$

$$I'_{11} = -[\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a}+x) + \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a}+x)],$$

$$I'_{21} = -\frac{\cos x}{x-\sqrt{a}} - [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a}+x) - \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-$$
$$-\sqrt{a}+x)],$$

$$I'_{31} = -\frac{\cos x}{x+\sqrt{a}} - [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a}+x) -$$
$$-\sin(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a}+x)].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голоньяк Н. Н.* мл. ФТП, 19, 1529 (1985).
2. *Демиховский В. Я., Тавгер Б. А.* ФТТ, 6, 960 (1964).
3. *Иогансен Л. В.* ЖЭТФ, 50, 709 (1966).
4. *Shinba M.* J. Phys. Soc., J., **50**, 114 (1981).
5. *Shinba M.* J. Phys. Soc., J. **51**, 157 (1982).
6. *Карпус В. А.* ФТП, 20, 12 (1986).
7. *Гантмахер В. Л., Левинсон И. Е.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Москва, 1984.

ՌԵԼԱՔՍԱՑԻՈՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ ՔՎԱՆՏԱՉԱՓԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Ստացված են ՔՉՇ-ով տարակառուցվածքներում ակուստիկական և օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրման ժամանակ էլեկտրոնի ռելաքսացիոն ժամանակի անալիտիկ արտահայտությունները տարբեր ջերմաստիճանային միջակայքերում՝ կախված ենթագոտու n համարից։ Հետազոտվում է տարանցումով ինժեկտված հոսանքի կրողների ցրման պրոցեսը։

RELAXATION PROCESSES IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES WITH SIZE-QUANTIZED LAYERS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, H. S. NIKOGOSYAN

Analytical expressions for relaxation times of an electron in heterostructures with QSL have been obtained under longitudinal and transverse scattering on acoustical and optical phonons depending on the number of sub-zone in various temperature intervals. The process of charge carriers scattering at their injection through the heterojunction was studied.