

Время релаксации импульса и температурная зависимость подвижности электронов в полупроводниковых сверхрешетках из слабо взаимодействующих квантовых ям

© С.И. Борисенко

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова при Томском государственном университете, 634050 Томск, Россия

(Получена 22 января 1999 г. Принята к печати 23 марта 1999 г.)

Получены формулы для продольного и поперечного времени релаксации импульса электронов в сверхрешетке из слабо взаимодействующих квантовых ям в приближении рассеивающего потенциала объемного полупроводника. Рассмотрено рассеяние на ионах примеси, нейтральных атомах, продольных акустических и полярных оптических фононах объемного типа. Проведен численный анализ зависимости продольного и поперечного времени релаксации импульса при рассеянии на ионах примеси и нейтральных атомах от энергии электронов, температуры, плотности электронного газа и ширины квантовой ямы.

Как известно, механизмы рассеяния играют существенную роль в электрических и оптических свойствах полупроводников и структур на их основе. Данная работа посвящена расчету и численному анализу тензора обратного времени релаксации импульса и подвижности электронов в полупроводниковых сверхрешетках (СР) из слабо взаимодействующих квантовых ям (КЯ) на основе гетероструктур. Интерес к подобным СР связан с уникальными свойствами электронного энергетического спектра и возможностью их использования для создания фотодетекторов инфракрасного излучения [1–5] и генераторов сверхвысоких частот [6–9]. В работе получены формулы для расчета продольного и поперечного времени релаксации импульса электронов в таких СР для основных механизмов рассеяния, проведен численный анализ энергетической зависимости времени релаксации и температурной зависимости подвижности для рассеяния на ионах примеси и нейтральных атомах. При выводе формул были сделаны следующие основные приближения: электронный газ в квантовых ямах является почти двумерным, т.е. ширина нижней мини-зоны проводимости много меньше средней энергии электрона; волновую функцию нижней мини-зоны можно представить в виде суммы Блоха по волновым функциям основного состояния бесконечно глубоких КЯ; потенциалы рассеивающих центров в объемных полупроводниках и СР несущественно отличаются друг от друга. Сделанные приближения с учетом результатов работ других авторов [10–14] дают возможность рассматривать полученные формулы приемлемыми не только для качественного, но и количественного анализа. Последнее справедливо, если период СР достаточно велик и размерным квантованием фононного спектра можно пренебречь [12,14], а также можно пренебречь анизотропией потенциалов рассеяния, связанной в основном с различием диэлектрической проницаемости в слоях СР, соответствующих КЯ и барьерам [11].

1. Тензор времени релаксации импульса электрона

Расчет тензора обратного времени релаксации для электронов нижней мини-зоны проводился с помощью неравновесной добавки f_{1k} к равновесной функции распределения f_0 , взятой в виде

$$f_{1k} = e \frac{\partial f_0}{\partial E} \sum_i \tau_i F_i v_i, \quad (1)$$

где τ_i — диагональные компоненты тензора времени релаксации, F_i , v_i — компоненты векторов напряженности электрического поля и скорости электрона в декартовой системе координат соответственно, E — энергия электрона. Для композиционных СР, состоящих из слабо взаимодействующих КЯ, как известно,

$$E = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + \frac{\Delta}{2}(1 - \cos qd), \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса, соответствующая свободному движению электронов вдоль слоев СР, Δ — ширина нижней мини-зоны, соответствующая движению электронов вдоль оси СР, параллельной оси z , $d = a + b$ — период СР, a , b — ширины КЯ и барьера соответственно, k_x , k_y , $q = k_z$ — компоненты волнового вектора. В приближении двумерного электронного газа ($\Delta \ll k_0 T$), с учетом (1), (2) и симметрии СР в плоскости слоев для поперечной ($\tau_{\perp} = \tau_x = \tau_y$) и продольной ($\tau_{\parallel} = \tau_z$) компонент тензора времени релаксации можно получить следующие выражения:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}(E)} = \frac{4m^*V}{\pi d \hbar^3} \int_0^1 \frac{W(2k_{\perp}x)}{\sqrt{1-x^2}} x^2 dx, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}(E)} = \frac{2m^*V}{\pi d\hbar^3} \int_0^1 \frac{W(2k_{\perp}x)}{\sqrt{1-x^2}} dx, \quad (4)$$

где $E = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m^*$, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $V = SL$ — объем СР толщиной $L = Nd$, N — число периодов СР. Функция W связана с суммарной вероятностью перехода электрона $P_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ из состояния \mathbf{k} в состояние \mathbf{k}' при определенном типе рассеяния формулой

$$P_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} W(|\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp}|) \delta[E(\mathbf{k}') - E(\mathbf{k})], \quad (5)$$

где $W(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|) = |U_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}|^2$, $U_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = U(|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|)$ — матричный элемент оператора рассеяния $\hat{U}(\mathbf{r})$ в базисе огибающих волновых функций блоховского типа $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$:

$$U(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) = \frac{1}{V} \int \tilde{\psi}_{\mathbf{k}'}^* \hat{U}(\mathbf{r}) \tilde{\psi}_{\mathbf{k}} d\mathbf{r}, \quad (6)$$

$$\tilde{\psi}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp[i(k_x x + k_y y)] \psi_q(z). \quad (7)$$

Для рассматриваемых СР в качестве функции, описывающей движение электрона вдоль оси СР, бралась сумма Блоха по волновым функциям основного состояния бесконечно глубоких КЯ:

$$\begin{aligned} \psi_q(z) &= \frac{1}{\sqrt{L}} \exp(iqz) u_q(z) \\ &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=-N/2}^{N/2} \exp(iqdn) \varphi(z - dn), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \varphi_q(z) &= \sqrt{\frac{2}{a}} \cos\left(\frac{\pi}{a}z\right) \quad \left[-\frac{a}{2} < z < \frac{a}{2}\right], \\ \varphi_q(z) &= 0 \quad \left[z < -\frac{a}{2}, \frac{a}{2} < z\right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Следует отметить, что с учетом используемых приближений, согласно формуле (5), вероятность рассеяния не зависит от продольного волнового вектора.

1.1. Рассеяние на ионах примеси и нейтральных атомах

При рассеянии на ионах примеси и нейтральных атомах оператор рассеяния имеет вид

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha} U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\alpha}), \quad (10)$$

где $U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\alpha})$ — энергия взаимодействия электрона с ионом или нейтральным атомом, находящимся в точке \mathbf{R}_{α} . С учетом (6)–(10)

$$U(\mathbf{k}) = \sum_{\alpha} U_{\alpha}(\mathbf{k}), \quad (11)$$

где

$$U_{\alpha}(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \sum_n \exp(-i\mathbf{k}_n \mathbf{R}_{\alpha}) S_n(q) U(\mathbf{k}_n), \quad (12)$$

$$S_n(q) = \frac{1}{q} \int_{-d/2}^{d/2} \exp(i2\pi n z / d) u_q^*(z) u_0(z) dz, \quad (13)$$

$$U(\mathbf{k}) = U(k_{\perp}, q) = \int_V \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (14)$$

$$\mathbf{k}_n = (\mathbf{k}_{\perp}, q + 2\pi n / d).$$

Используя однородное распределение рассеивающих центров по объему СР или по объему КЯ, для искомой функции $W(k_{\perp})$ с учетом приведенных выше формул получаем

$$W(k_{\perp}) = \frac{N_i d}{\pi V} \int_0^{\infty} |S(q)|^2 |U(k_{\perp}, q)|^2 dq, \quad (15)$$

где N_i — концентрация рассеивающих центров,

$$S(q) = \frac{\pi^2 \sin(aq/2)}{(aq/2)[\pi^2 - (ad/2)^2]}. \quad (16)$$

При рассеянии на экранированном кулоновском потенциале ионов в приближении изотропной и однородной диэлектрической проницаемости

$$|U(k_{\perp}, q)|^2 = \frac{e^4}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_s^2 (k_{\perp}^2 + q^2 + \alpha_s^2)^2}, \quad (17)$$

где ε_s — статическая диэлектрическая проницаемость, α_s^{-1} — дебаевская длина экранирования статического поля. Для СР в приближении двумерного электронного газа

$$\alpha_s^2 = \alpha_{s0}^2 \frac{N_c}{n + N_c}, \quad (18)$$

где $\alpha_{s0}^{-1} = (ne^2 / \varepsilon_0 \varepsilon_s k_0 T)^{-1/2}$ — дебаевский радиус экранирования объемного полупроводника для невырожденного электронного газа, n — концентрация электронов СР, $N_c = m^* k_0 T / \pi d \hbar^2$ — эффективная плотность состояний двумерного электронного газа нижней мини-зоны. Для упругого рассеяния на нейтральных атомах, согласно теории [15], обобщенной на случай двумерного электронного газа,

$$|U(k_{\perp}, q)|^2 = \frac{30\pi r_0 \hbar^4}{m^*} (k_{\perp}^2 + q^2 + \alpha_s^2)^{-1/2}, \quad (19)$$

где r_0 — эффективный борковский радиус.

1.2. Расстояние на колебаниях решетки

Как известно, оператор взаимодействия электрона с колебаниями кристаллической решетки для отдельной разрешенной ветви в объемном полупроводнике можно записать в виде

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = \hat{U}^+(\mathbf{r}) + \hat{U}^-(\mathbf{r}), \quad (20)$$

где

$$\hat{U}^\pm(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{Q}} A^\pm(\mathbf{Q}) e^{\mp i\mathbf{Q}\mathbf{r}} \quad (21)$$

— операторы, соответствующие рождению и уничтожению фононов при рассеянии, \mathbf{Q} — волновой вектор фонона. Подставляя (21) в (12) и приравнявая \mathbf{R}_α к нулю, для функции $W(k_\perp)$ получаем

$$W(k_\perp) = W^+(k_\perp) + W^-(k_\perp), \quad (22)$$

где

$$W^\pm(k_\perp) = |U^\pm(\mathbf{k})|^2 = \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \left| \int_0^\infty S(q) A^\pm(k_\perp, q) dq \right|^2. \quad (23)$$

1.2.1. Акустические колебания. При рассеянии электронов на продольных акустических колебаниях в СР объемного типа [14] в приближении деформационного потенциала для среднего значения деформаторов A^\pm воспользуемся известной формулой

$$A^\pm(\mathbf{Q}) = \mp i Q D \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_L(\mathbf{Q})}} \left[N_L(\mathbf{Q}) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right], \quad (24)$$

где D — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, $\omega_L = v_L Q$, v_L — частота и скорость продольных длинноволновых акустических фононов соответственно, $N_L(\mathbf{Q})$ — термодинамически равновесное число фононов, описываемое функцией распределения Бозе–Эйнштейна. При $\hbar\omega_L \ll k_0 T$

$$A^\pm(\mathbf{Q}) = A = i \frac{D}{v_L} \sqrt{\frac{k_0 T}{2\rho V}}. \quad (25)$$

С учетом (22), (23), (25) для искомой функции $W(k_\perp)$ получаем

$$W(k_\perp) = 2 \left(\frac{Ad}{\pi}\right)^2 \left| \int_0^\infty S(q) dq \right|^2 = 4 \frac{k_0 T}{\rho V} \left(\frac{Dd}{v_L a}\right)^2. \quad (26)$$

1.2.2. Оптические полярные колебания. При рассеянии электронов на продольных полярных оптических фононах объемного типа [12,13] для среднего значения операторов $A^\pm(\mathbf{Q})$ воспользуемся известной формулой, соответствующей экранированному оптическому

потенциалу и приближению высоких температур,

$$A^\pm(\mathbf{Q}) = \mp A(\mathbf{Q}) = \mp i \frac{e P_L}{\omega_L^{\text{PO}}} \sqrt{\frac{k_0 T}{2\varepsilon_0 V}} \frac{Q}{Q^2 + \alpha_\infty^2}, \quad (27)$$

где ω_L^{PO} — частота длинноволновых продольных полярных оптических фононов; P_L — сила осциллятора; α_∞^{-1} — дебаевский радиус экранирования высокочастотного поля, который отличается от α_s^{-1} заменой в формуле (18) статической диэлектрической проницаемости ε_s на высокочастотную ε_∞ . Для полупроводников $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, как известно, справедливо соотношение

$$\frac{P_L^2}{\omega_L^2} = \frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s}. \quad (28)$$

С учетом (23), (27) для искомой функции получаем

$$W(k_\perp) = 2 \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \left| \int_0^\infty S(q) A(k_\perp, q) dq \right|^2. \quad (29)$$

1.3. Время релаксации импульса электрона

С учетом полученных формул для функции $W(k_\perp)$ компоненты обратного тензора времени релаксации импульса для отдельных механизмов рассеяния можно представить в виде

$$\frac{1}{\tau_i(E)} = \frac{1}{\tau_0(E)} G_i(E), \quad (30)$$

где

$$\tau_0(E) = (ak_\perp)\tau(E), \quad (31)$$

$\tau(E)$ — время релаксации в объемном полупроводнике, $G_i(E)$ — безразмерная функция, параметрами которой в общем случае являются ширина КЯ, период СР и концентрация свободных носителей заряда.

1.3.1. Ионы примеси. При рассеянии на ионах примеси с учетом формул (3), (4), (15)–(17) для функций $G_i(E)$ получаем следующие интегральные выражения:

$$G_\perp(E) = \frac{\pi^4}{2F(\eta)} \int_0^\infty \frac{dx \sin^2 x}{A(x, \gamma, \beta_s)(\gamma^2 x^2 + \beta_s^2)^{1/2}}, \quad (32)$$

$$G_\parallel(E) = \frac{\pi^4}{2F(\eta)} \int_0^\infty \frac{dx (2\gamma^2 x^2 + 2\beta_s^2 + 1) \sin^2 x}{A(x, \gamma, \beta_s)(\gamma^2 x^2 + \beta_s^2)^{3/2}}, \quad (33)$$

$$A(x, \gamma, \beta_s) = x^2(\pi^2 - x^2)(\gamma^2 x^2 + \beta_s^2 + 1)^{3/2},$$

где $\gamma = 1/ak_\perp$, $\beta_s = \alpha_s/2k_\perp$, $F(\eta) = \ln(1 + \eta) - \eta/(1 + \eta)$ — известная из теории рассеяния на кулоновском потенциале в объемных полупроводниках функция, зависящая от параметра $\eta = (2k_\perp/\alpha_{s0})^2$.

1.3.2. Нейтральные примесные атомы. При рассеянии на нейтральных примесных атомах с учетом формул (3), (4), (15), (16), (19) функции $G_i(E)$ можно записать в виде двойного интеграла

$$G_{\perp}(E) = \frac{4}{\pi} \int_0^1 \frac{x^2}{\sqrt{1-x^2}} g(E, x) dx,$$

$$G_{\parallel}(E) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} g(E, x) dx, \quad (34)$$

где

$$g(E, x) = \frac{3\pi^4}{2} \int_0^{\infty} \frac{dy \sin^2 y}{y^2(\pi^2 - y^2)^2(\gamma^2 y^2 + x^2 + \beta_s^2)^{1/2}}. \quad (35)$$

1.3.3. Акустические фононы. При рассеянии на акустических колебаниях с учетом формул (3), (4), (26) функции $G_i(E)$ оказались равными константе

$$G_{\perp}(E) = G_{\parallel}(E) = 4\pi \frac{d}{a}. \quad (36)$$

1.3.4. Полярные оптические фононы. С учетом (3), (4), (29) функции $G_i(E)$ при рассеянии на полярных оптических фононах можно представить в виде формул (34), где

$$g(E, x) = \pi^3 \left(\frac{d}{a} \right) \left| \int_0^{\infty} \frac{dy \sin y (\gamma^2 y^2 + x^2)^{1/2}}{y(\pi^2 - y^2)(\gamma^2 y^2 + x^2 + \beta_{\infty}^2)} \right|^2,$$

$$\beta_{\infty} = \alpha_{\infty}/2k_{\perp}. \quad (37)$$

2. Тензор подвижности

С учетом (1), (2) диагональные компоненты тензора подвижности $\hat{\mu}$, записанного в главных осях, можно представить в известном виде

$$\mu_{\perp} = \frac{e\langle\tau_{\perp}\rangle}{m^*}, \quad \mu_{\parallel} = \frac{e\langle\tau_{\parallel}\rangle}{\langle m_{\parallel} \rangle}, \quad (38)$$

где $\langle\tau_{\perp}\rangle$, $\langle\tau_{\parallel}\rangle$ — усредненные по энергии поперечное и продольное времена релаксации, $\langle m_{\parallel} \rangle$ — среднее значение продольной эффективной массы,

$$\langle\tau_{\perp}\rangle = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau_{\perp}(E) \rho_c(E) E dE, \quad (39)$$

$$\langle\tau_{\parallel}\rangle = [1 - \exp(-n/N_c)]^{-1} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau_{\parallel}(E) dE, \quad (40)$$

$$\frac{1}{\langle m_{\parallel} \rangle} = \frac{\Delta \rho_c}{4m_{\parallel} n} [1 - \exp(-n/N_c)]. \quad (41)$$

В формулах (39)–(41) величина $\rho_c = m^*/\pi d \hbar^2$ является плотностью состояний в нижней мини-зоне проводимости в приближении двумерного электронного газа, $N_c = k_0 T \rho_c$ — эффективная плотность состояний в нижней мини-зоне, $m_{\parallel} = 2\hbar^2/\Delta^2 d^2$ — продольная эффективная масса на дне мини-зоны. Для невырожденного электронного газа, что соответствует условию $n \ll N_c$, в приближении степенной зависимости времени релаксации от энергии и температуры типа

$$\tau_i(E) = \tau_{0i}(k_0 T)^{\beta_i} E^{\alpha_i+1/2}, \quad (42)$$

выражения для усредненного значения времен релаксации (39), (40) и для среднего значения продольной эффективной массы (41) принимают вид

$$\langle\tau_i\rangle = \tau_{0i}(k_0 T)^{\alpha_i+\beta_i+1/2} \Gamma(\alpha_i + \delta_i), \quad (43)$$

$$\frac{1}{\langle m_{\parallel} \rangle} = \frac{\Delta}{4k_0 T} \frac{1}{m_{\parallel}} \sim T^{-1}, \quad (44)$$

где $\Gamma(n)$ — гамма-функция, $\delta_{\perp} = 5/2$, $\delta_{\parallel} = 3/2$. С учетом формул (38), (43), (44) для температурной зависимости подвижности получаем

$$\mu_i \sim T^{\gamma_i}, \quad (45)$$

где $\gamma_i = \alpha_i + \beta_i + \chi_i$, $\chi_i = 1/2$, $\chi_{\parallel} = -1/2$.

В случае вырожденного электронного газа при условии $n \gg N_c$ вместо формул (43), (44) получаем формулы, зависящие от приведенного уровня Ферми ξ , или концентрации электронов $n = \rho_c \xi$

$$\langle\tau_i\rangle = \tau_i(\xi) \sim T^{\beta_i} \xi^{\alpha_i+1/2} \sim T^{\beta_i} n^{\alpha_i+1/2}, \quad (46)$$

$$\frac{1}{\langle m_{\parallel} \rangle} = \frac{\Delta}{4\xi} \frac{1}{m_{\parallel}} \sim n^{-1}. \quad (47)$$

Согласно формулам (46), (47) для зависимости подвижности от температуры и концентрации электронов получаем

$$\mu_i \sim T^{\beta_i} n^{\alpha_i+\chi_i}. \quad (48)$$

3. Численный анализ для случаев рассеяния на ионах примеси и нейтральных атомах

Так как аналитического выражения для формул, описывающих рассеяние на ионах примеси и нейтральных атомах получить не удалось, для этих механизмов рассеяния был проведен численный анализ энергетической зависимости времени релаксации и температурной зависимости подвижности. Анализ проводился в области температур $50 < T < 300$ К для композиционной СР с параметрами $a = b = 5$ нм, $m^* = 0.1m_0$, высотой потенциального барьера $V_{SL} = 0.4$ эВ, $\epsilon_s = \epsilon_{\infty} = 10$, $n = 10^{15}$ см $^{-3}$, характерными для СР, используемых в фотодетекторах инфракрасного излучения [1,2]. Согласно численному расчету [16], энергетический спектр этой СР имеет две

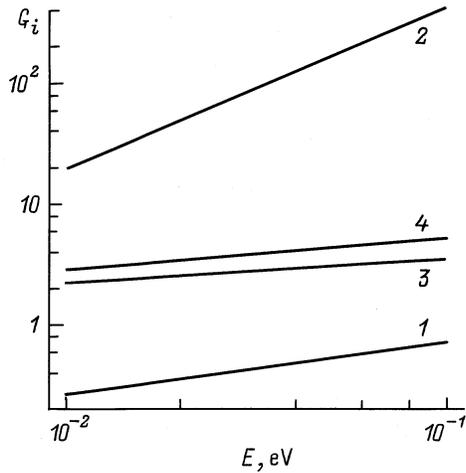


Рис. 1. Зависимости безразмерной функции G_i от энергии при $T = 100$ К, $a = b = 5$ нм, $n = 10^{15}$ см $^{-3}$ при рассеянии: 1, 2 — на ионах примеси, 3, 4 — на нейтральных атомах. 1, 3 — поперечная компонента тензора, 2, 4 — продольная компонента тензора.

мини-зоны в КЯ шириной $\Delta_1 = 1.6$ мэВ, $\Delta_2 = 18.5$ мэВ, разделенные по энергии на величину 210 мэВ. Эти данные дают основание считать используемые в выше приведенных расчетах приближения о двумерном характере электронного газа и одноминизонное приближение для рассматриваемой СР справедливыми.

Результаты анализа, связанного с численным расчетом функций $G_i(E)$, показали следующее.

1. При рассеянии на ионах примеси и нейтральных атомах функции $G_i(E)$ имеют существенную зависимость от энергии, близкую к степенной (см. рис. 1), т. е.

$$G_i(E) \approx G_{0i}(T)E^{\tilde{\alpha}_i}. \quad (49)$$

2. Показатель этой зависимости $\tilde{\alpha}_i$ слабо зависит от температуры и в области $n < 10^{16}$ см $^{-3}$ — от концентрации электронов. При рассеянии на нейтральных атомах он заметно зависит от ширины КЯ a (см. рис. 2).

3. С ростом температуры величина $G_{0\parallel}$ при рассеянии на ионах примеси (рис. 3, кривая 2) растет почти по линейному закону, тогда как $G_{0\perp}$ зависит от температуры очень слабо (рис. 3, кривая 1). При рассеянии на нейтральных атомах эта зависимость для обеих компонент также выражена слабо (см. рис. 3, кривые 3, 4).

4. При рассеянии на ионах примеси значение $G_{0\parallel}$ оказалось на несколько порядков выше, чем значение G_{0i} , и с уменьшением концентрации электронов $G_{0\parallel}$ растет (рис. 4, кривая 2). Для $G_{0\perp}$ эта зависимость выражена слабо. При рассеянии на нейтральных атомах величины $G_{0\parallel}$ и $G_{0\perp}$ одного порядка и от концентрации электронов практически не зависят (см. рис. 4).

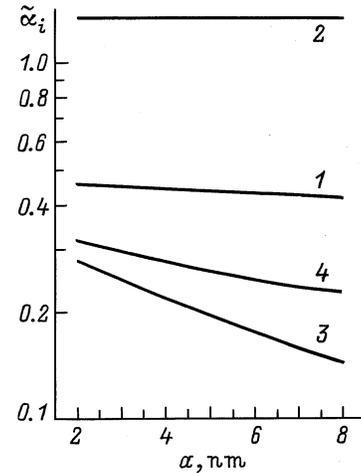


Рис. 2. Зависимость показателя $\tilde{\alpha}_i$ от ширины квантовой ямы при $T = 100$ К, $b = 5$ нм, $n = 10^{15}$ см $^{-3}$. Номера у кривых обозначают то же, что и на рис. 1.

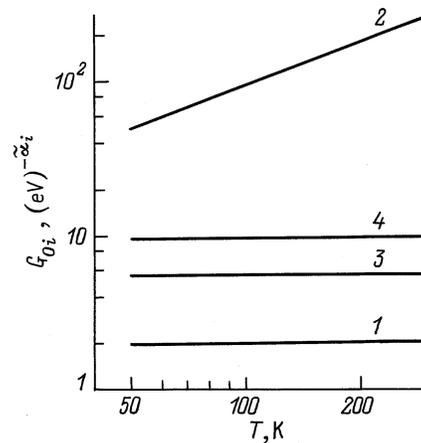


Рис. 3. Зависимость коэффициента G_{0i} от температуры при $a = b = 5$ нм, $n = 10^{15}$ см $^{-3}$. Номера у кривых обозначают то же, что и на рис. 1.

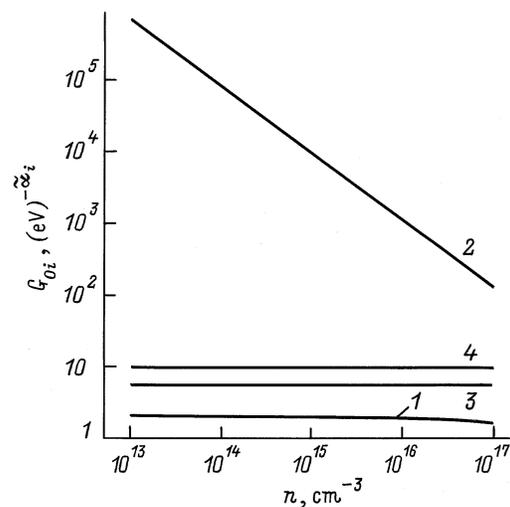


Рис. 4. Зависимость коэффициента G_{0i} от концентрации электронов при $T = 100$ К, $a = b = 5$ нм. Номера у кривых обозначают то же, что и на рис. 1.

Показатели степени энергетической и температурной зависимости времени релаксации импульса и подвижности электронов в сверхрешетке

Механизм рассеяния	$\alpha_0 + \beta_0$	$\tilde{\alpha}_i$		$\tilde{\beta}_i$		γ	
		$i = \perp$	$i = \parallel$	$i = \perp$	$i = \parallel$	$i = \perp$	$i = \parallel$
Ионы примеси	1.5	0.4	1.4	0	0.9	1.6	-1.3
Нейтральные атомы	0	0.2	0.3	0	0	0.3	-0.8
Акустические колебания	-1.5	0	0	0	0	-1.0	-2.0

Примечание. Показатели степени относятся к поперечным компонентам тензора при $i = \perp$ и к продольным — при $i = \parallel$.

С учетом проведенного анализа зависимость функций G_i от температуры и энергии можно представить в виде

$$G_i \sim T^{\tilde{\beta}_i} E^{\tilde{\alpha}_i}. \quad (50)$$

Тогда зависимость подвижности от температуры для невырожденного электронного газа с учетом (31), (45) принимает вид (45), где $\alpha_i = \alpha_0 - \tilde{\alpha}_i$, $\beta_i = \beta_0 - \tilde{\beta}_i$; α_0 , β_0 — показатели степенной зависимости времени релаксации от энергии и температуры в объемном полупроводнике. Средние по температуре значения $\tilde{\alpha}_i$, $\tilde{\beta}_i$, γ_i , рассчитанные при указанных выше параметрах СР и соответствующие трем основным механизмам рассеяния, приведены в таблице. Из таблицы следует, что существенное изменение температурной зависимости подвижности в рассматриваемых СР в отличие от объемных полупроводников, из которых она состоит, следует ожидать для продольной составляющей. При этом в области примесной проводимости, определяемой рассеянием на ионах примеси и нейтральных атомах, данная зависимость для продольной подвижности носит качественно иной характер, чем в объемных полупроводниках, так как с ростом температуры она должна убывать.

Список литературы

- [1] K.K. Choi, B.F. Levine, C.G. Bethea, J. Walker, R.J. Malik. Appl. Phys. Lett., **50**, 1814 (1987).
- [2] B.F. Levine, A.Y. Cho, J. Walker, D.L. Sivco, D.A. Kleinman. Appl. Phys. Lett., **52**, 1481 (1988).
- [3] B.F. Levine, S.D. Gunapala, R.F. Kopf. Appl. Phys. Lett., **58**, 1551 (1991).
- [4] H. Lobentanzer, W. Konig, W. Stolz, K. Ploog, L.T. Elsaesser, R.J. Bauerle. Appl. Phys. Lett., **53**, 572 (1988).
- [5] X. Zhou, P.K. Bhattocharaya, G. Hugo, S.C. Hong, E. Gulari. Appl. Phys. Lett., **54**, 856 (1989).
- [6] A. Sibille, J.F. Palmier, H. Wang, F. Mollot. Phys. Rev. Lett., **64**, 52 (1990).

- [7] C. Waschke, H.G. Roskos, R. Schwedler. Phys. Rev. Lett., **70**, 3319 (1993).
- [8] A.A. Ignatov, K.F. Renk, E.P. Dodin. Appl. Phys. Rev. Lett., **70**, 1996 (1993).
- [9] Ю.В. Копасев, С.Н. Молотков. Письма ЖЭТФ, **59**, 770 (1994).
- [10] А.Я. Шик. ФТП, **7**, 261 (1973).
- [11] J.R. Meyer, D.J. Arnold, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli. J. Appl. Phys., **74**, 6676 (1993).
- [12] I. Dharssi, P.N. Butcher. J. Phys.: Condens. Matter., **2**, 119 (1990).
- [13] B.L. Gelmont, M. Shur, M. Stroschio. J. Appl. Phys., **77**, 657 (1995).
- [14] N. Bannov, V. Aristov, V. Mitin. Sol. St. Commun., **93**, 483 (1995).
- [15] C. Erginsoy. Phys. Rev., **79**, 1013 (1950).
- [16] С.И. Борисенко, Г.Ф. Караваев. ФТП, **32**, 607 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

A qualitative analysis of the pulse relaxation time and the temperature dependence of the electron mobility in a weak interacting quantum well semiconductor superlattice

S.I. Boricenko

Siberian Physicotechnical Institute,
Tomsk State University,
634050 Tomsk, Russia

Abstract The formulae of the longitudinal and transverse relaxation time in a weak interacting quantum well superlattice has been made by using scattering potentials of bulk semiconductors. Consideration has been made of the scattering due to impurity ions, neutral atoms, longitudinal bulklike acoustic and polar-optic phonons. A numerical analysis of both the longitudinal and transverse relaxation times due to the impurity ion and neutral atom scattering as a function of electron energy, temperature, electron density and the quantum well width has been performed.