

Новый механизм охлаждения квантовых систем током

Е. Б. Догонкин, Г. Г. Зегря

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 8 августа 2001 г.

Предложен и исследован новый механизм охлаждения гетероструктур электрическим током. На примере структуры с двумя квантовыми ямами исследованы условия протекания электрического тока, когда электроны и дырки из одной квантовой ямы в другую переходят за счет непрямого туннелирования с участием фононов. Показано, что в такой системе возможно создание инверсной заселенности для электронов и дырок и охлаждение активной области лазера инжекционным током. Получен универсальный закон, согласно которому температура охлаждения квантовой системы выражается только через разность энергий размерного квантования носителей.

PACS: 72.15.Jf, 73.40.Gk

1. Механизм туннелирования носителей через гетероструктуру с поглощением фононов.

В настоящее время возможно создание практически идеальных полупроводниковых наногетероструктур и сверхрешеток на их основе, не содержащих дефектов, благодаря согласованию постоянных решетки [1]. При этом геометрические размеры слоев и высоты гетеробарьеров контролируются с высокой точностью. Для таких идеальных гетероструктур очень актуальным является вопрос о механизме протекания тока через гетерограницы.

Известно, что при протекании электрического тока через контакт двух разных металлов поглощается (или выделяется) тепло Пельтье [2]. В полупроводниковых гетероструктурах возможен другой механизм охлаждения систем электрическим током.

Рассмотрим механизм протекания электрического тока через гетероструктуру с квантовыми ямами (КЯ), изображенный на рис.1. Квантовая структура (КС) состоит из двух КЯ различной ширины для

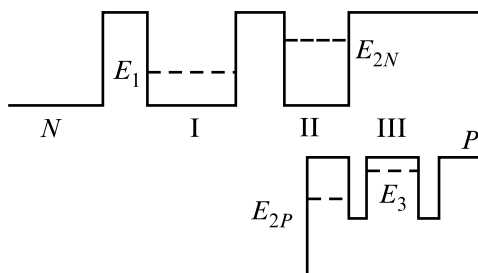


Рис.1. Амбиполярная квантовая структура. Слева направо расположены: N легированная область – эмиттер для электронов, КЯ I для электронов, КЯ II для электронов и дырок, КЯ III для дырок и P легированная область – эмиттер для дырок

электронов и двух КЯ для дырок. Квантовые ямы расположены между N и P легированными областями, которые служат эмиттерами для электронов и дырок, соответственно. Ширина второй КЯ для электронов и дырок выбрана таким образом, чтобы уровень размерного квантования E_2 был расположен выше уровня энергии E_1 в первой КЯ (см. рис.1).

Пусть к такой структуре приложено внешнее прямое смещение. Тогда электроны из эмиттера N могут попасть в первую КЯ за счет туннелирования через первый барьер; однако их туннелирование во вторую КЯ сильно затруднено наличием двух гетеробарьеров. Следовательно, вероятность прямого туннелирования электрона из N эмиттера во вторую КЯ экспоненциально мала, поскольку в первой КЯ отсутствует резонансный уровень. Электроны, локализованные в первой КЯ, также не могут туннелировать во вторую КЯ обычным образом, поскольку такой переход запрещен законами сохранения энергии и продольного квазиимпульса. Электроны с одинаковым продольным квазиимпульсом в первой и во второй КЯ имеют различные энергии, отличающиеся на величину $E_2 - E_1$ (рис.2). Поэтому электроны попадают из первой КЯ во вторую за счет непрямого туннельного эффекта с участием фононов [3].

Очевидно, что перенос тока дырками происходит аналогичным образом. Для краткости изложения мы ограничимся рассмотрением туннелирования электронов с участием оптических фононов. Все вычисления для туннелирования дырок совершенно аналогичны, с точностью до замены эффективных масс.

Известно, что в полупроводниках при высоких температурах (порядка комнатной) электроны и дырки достаточно эффективно взаимодействуют с продольными оптическими фононами [4, 5]. По-

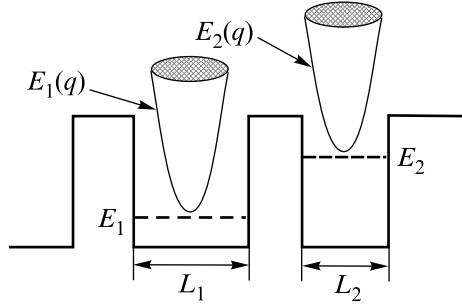


Рис. 2. Дисперсия электронов в первой и второй КЯ. Видно, что электроны с одинаковым продольным квазиимпульсом имеют различную энергию. Ситуация для дырок аналогична

этому достаточно вероятным является не прямой туннельный переход электрона из первой КЯ во вторую с поглощением оптического (ЛО) фонона. Очевидно, что такой процесс туннелирования будет достаточно эффективным, когда разность энергий размерного квантования $E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$, где ω_0 – частота оптического фонона.

Цель настоящей работы состоит в исследовании амбиполярного механизма протекания электрического тока через гетероструктуру с непрямым туннелированием электронов и дырок из одной КЯ в другую с последующей их рекомбинацией (см. рис.1). При таком механизме протекания тока через гетероструктуру, в N и P эмиттерах выделяется джоулево тепло, а в КС тепло поглощается, так как каждый проходящий носитель заряда (электрон или дырка) забирает у решетки энергию, равную энергии оптического фонона, и рекомбинирует с носителем заряда противоположного знака, излучая квант света $\hbar\omega$. При этом мы предполагаем, что ширина запрещенной зоны в N и P эмиттерах больше $\hbar\omega$, так что свет в системе не поглощается. В результате при прохождении тока через систему квантовая структура охлаждается, причем ее температура T_Q зависит от тока j немонотонным образом. В работе найдено значение тока через систему j_E , которое соответствует максимальной температуре охлаждения T_C (разности температуры теплопроводов T_0 и температуры КС T_Q): $T_C = T_0 - T_Q$. Получен универсальный закон, согласно которому максимальная температура охлаждения выражается только через характерную энергию размерного квантования $E_2 - E_1$ (см. ниже (24)).

Скорость туннелирования электрона W_{12}^c с уровня размерного квантования E_1 на уровень E_2 с поглощением фонона может быть рассчитана в первом порядке теории возмущений по электрон-фононному

взаимодействию, согласно золотому правилу квантовой механики [3, 6]:

$$W_{12}^c = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{1,2,P} |M|^2 f_1(E_1)(1 - f_2(E_2)) \times b(\hbar\omega_0)\delta(E_2 - E_1 - \hbar\omega_0), \quad (1)$$

где $f_i(E_i)$ – фермиевская функция распределения электронов, $b(\hbar\omega_0)$ – планковская функция распределения фононов, а матричный элемент электрон-фононного взаимодействия равен [5, 7]:

$$M = g(\mathbf{q}_P) \int d^3\mathbf{r} \psi_1(\mathbf{r}) \frac{\exp(i\mathbf{q}_P\mathbf{r})}{\sqrt{V}} \psi_2(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $g(\mathbf{q}_P)$ – константа электрон-фононного взаимодействия, $\psi_i(\mathbf{r})$ – волновые функции электронов, V – объем, q_P – квазиимпульс фонона¹⁾. Из-за слабой дисперсии ЛО фононов, для $g(\mathbf{q}_P)$ можно воспользоваться приближением [4, 7]:

$$|g(\mathbf{q}_P)|^2 = 2\pi e^2 \hbar\omega_0 / q_P^2 \epsilon^*, \quad (3)$$

где $1/\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$.

Подставляя (2) и (3) в (1) и выполняя усреднение по начальным состояниям и интегрирование по конечным, получаем выражение для скорости процесса туннелирования электронов с поглощением фононов:

$$W_{12}^c = \frac{e^2 \omega_0 m_c \tilde{c}^2 \exp((\mu_1 + \hbar\omega_0 - \mu_2)/2kT)}{8\pi^2 L_2 \epsilon^* \hbar \exp(\hbar\omega_0/kT) - 1} (J_1 + J_2), \quad (4)$$

где

$$J_i = \frac{1}{2A_i} \int_{\sqrt{B_i}}^{\infty} \frac{dx}{C + \cosh(x^2/x_i^2 + \gamma_i)},$$

$$A_i = (k_1 \pm k_2)^2,$$

$$B_i = k_1(k_1 \pm k_2)(k_1^2 \pm k_1 k_2 + 2\frac{m_c \omega_0}{\hbar}) + (\frac{m_c \omega_0}{\hbar})^2,$$

$$C = \cosh \frac{\mu_2 - \mu_1 - \hbar\omega_0}{2kT},$$

$$\tilde{c} = \frac{1}{\cos(k_2 L_1) \cosh(\kappa_2 L) + \frac{\kappa_2}{k_2} \sin(k_2 L_1) \sinh(\kappa_2 L)},$$

$$x_i = \frac{\sqrt{2m_c kT}}{\hbar} (k_2 \pm k_1),$$

$$\gamma_i = \frac{2E_1 + \hbar\omega_0 - \mu_1 - \mu_2}{2kT} - \frac{B_i}{A_i}, \quad (5)$$

¹⁾Ниже мы учитываем взаимодействие электронов с трехмерными фононами.

k_i, κ_i – значения поперечного квазиимпульса электронов с энергией E_i в КЯ и под барьером, соответственно, L_i – ширина i -ой КЯ, а L – ширина барьера.

Аналогично, для скорости туннелирования электронов W_{21}^c с уровня E_2 на уровень E_1 с испусканием ЛО фонона получаем:

$$\begin{aligned} W_{21}^c &= W_{12}^c \frac{b(\hbar\omega_0) + 1}{b(\hbar\omega_0)} \exp\left(\frac{\mu_2 - \mu_1 - \hbar\omega_0}{kT}\right) = \\ &= W_{12}^c \exp\left(\frac{\mu_2 - \mu_1}{kT}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Скорости туннелирования дырок получаются из уравнения (6) при замене параметров электрона на параметры дырки.

2. Стационарный режим. Поскольку характерные времена внутризонной релаксации носителей τ_I много меньше характерных времен туннелирования τ_T и излучательной рекомбинации τ_R ($\tau_I \ll \tau_T, \tau_R$) [8], то можно считать, что в стационарном режиме в каждой КЯ для электронов и дырок устанавливается свой квазиуровень Ферми μ_1 и μ_2 , соответственно (рис.1). Будем считать, что процесс туннелирования электронов из N эмиттера в КЯ I и процесс туннелирования дырок из P эмиттера в КЯ III являются достаточно быстрыми, так что квазиуровни Ферми в эмиттерах и в соответствующих КЯ совпадают. Квазиуровень Ферми электронов во второй КЯ находится из уравнения баланса для электронов:

$$W_R = W_{12}^c - W_{21}^c, \quad (7)$$

где W_R – скорость излучательной рекомбинации носителей в КЯ II.

Квазиуровень ферми дырок в КЯ II находится из аналогичного уравнения баланса для дырок:

$$W_R = W_{32}^h - W_{23}^h. \quad (8)$$

В дальнейшем мы пренебрегаем токами утечки и оже-рекомбинацией, так как всегда можно подобрать оптимальную структуру, в которой эти процессы будут подавлены. В частности, мы пренебрегаем пространственно не прямой (диагональной) туннельной рекомбинацией электронов из КЯ I и дырок из КЯ III. Двумерная скорость излучательной рекомбинации может быть представлена в виде [9]

$$W_R \approx \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon_\infty}{\sqrt{\epsilon_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\tilde{E}_g}{\hbar} \frac{\tilde{E}_g}{m_c c^2} \frac{\hbar^2}{2m_h kT} n_2 p_2, \quad (9)$$

где \tilde{E}_g – эффективная ширина запрещенной зоны во второй КЯ: $\tilde{E}_g = E_g + E_2 + E_h$ (E_h – основной уровень

размерного квантования дырок), а n_2, p_2 – двумерные концентрации электронов и дырок во второй КЯ:

$$\begin{aligned} n_2 &= \frac{m_c kT}{\pi \hbar^2} \ln \left(\exp \frac{\mu_2 - E_2}{kT} + 1 \right) = \\ &= N_c^{2D} \ln \left(\exp \frac{\mu_2 - E_2}{kT} + 1 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

и

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{m_h kT}{\pi \hbar^2} \ln \left(\exp \frac{\mu_2^h - E_2}{kT} + 1 \right) = \\ &= N_h^{2D} \ln \left(\exp \frac{\mu_2^h - E_2}{kT} + 1 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Так как правые части балансных уравнений (7) и (8) монотонно убывают с ростом концентрации носителей в КЯ II, а скорость излучательной рекомбинации возрастает, в системе устанавливается стационарное состояние. Для численного решения системы балансных уравнений мы сначала приравниваем правые части уравнений (7) и (8) и находим однозначную связь между концентрациями дырок и электронов в КЯ II, а затем решаем уравнение (7), где в выражение для скорости излучательной рекомбинации (9) подставлена концентрация дырок, выраженная через концентрацию электронов. При этом плотность тока через систему $j = eW_R$ определяется температурой КС T_Q и уровнем накачки (то есть положением квазиуровня Ферми в N и P эмиттерах μ_1) (рис.3).

Рассмотрим условия создания инверсной заселенности носителей заряда во второй КЯ. Максимальное значение коэффициента усиления при $\hbar\omega = \tilde{E}_g$, вычисленное в рамках четырехзонной модели Кейна, имеет вид [10]

$$\begin{aligned} g_0^{\max} &\approx I_{cv}^2 \frac{\pi}{L_2} \frac{e^2}{\hbar c \sqrt{\kappa}} \frac{E_g (E_g + \Delta_{so})}{E_g + \frac{2}{3} \Delta_{so}} \frac{1}{\tilde{E}_g} \times \\ &\times \left[\left(\exp \left(\frac{E_2 - \mu_2}{kT} \right) + 1 \right)^{-1} + \right. \\ &\left. + \left(\exp \left(\frac{E_h - \mu_h}{kT} \right) + 1 \right)^{-1} - 1 \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где I_{cv} – интеграл перекрытия волновых функций электронов и дырок в КЯ II, Δ_{so} – константа спинорбитального расщепления. Порог инверсии достигается, когда $g_0^{\max} = 0$, тогда из (12) получаем уравнение для нахождения пороговых концентраций электронов и дырок в КЯ II n_2^{tr} и p_2^{tr} :

$$\exp \left[-\frac{n_2^{tr}}{N_c^{2D}} \right] + \exp \left[-\frac{1}{M} \frac{p_2^{tr}}{N_c^{2D}} \right] = 1, \quad (13)$$

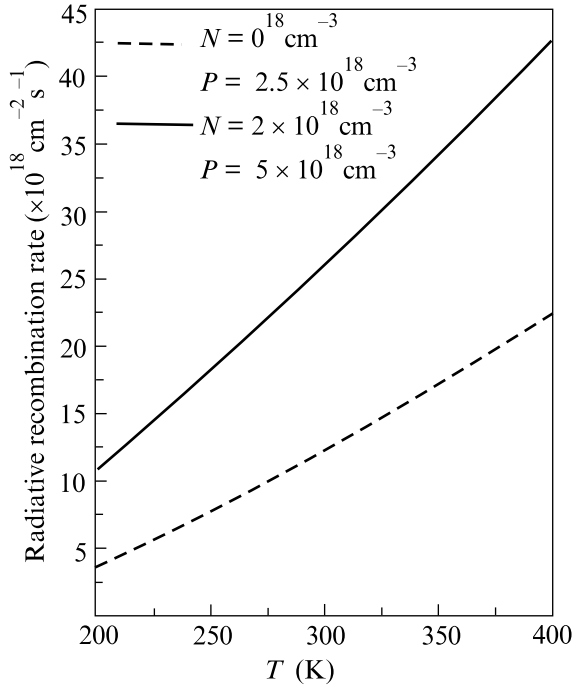


Рис.3. Зависимость тока через квантовую структуру от температуры при различных уровнях легирования эмиттеров $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $P = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $P = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

где $M = m_h/m_c$. При выводе (13) мы учли связь между двумерной концентрацией носителей и положением квазиуровня Ферми (10). Используя условия (7), (8), (9) и (13), можно найти концентрацию электронов на пороге инверсии n_2^{tr} .

3. Тепловой баланс. Рассмотрим прохождение электрического тока через систему, состоящую из квантовой структуры и двух эмиттеров N и P длиной L_0 каждый, помещенную между двумя теплоотводами (рис.1). Будем считать, что теплоотводы имеют температуру T_0 . При прохождении тока j через эмиттеры выделяется джоулево тепло с плотностью мощности P_J :

$$P_J = 2L_0 j^2 \rho, \quad (14)$$

где ρ – удельное сопротивление эмиттера; для простоты мы считаем, что ρ одинаково для N и P областей²⁾.

При прохождении тока через квантоворазмерную структуру, рассмотренную выше (см. рис.1), каждый электрон и каждая дырка, проходящие через систему при поглощении фона, забирает у решетки

энергию $\hbar\omega_0$, поэтому в квантовой структуре поглощается тепло с плотностью мощности

$$P_Q = 2j\hbar\omega_0/e. \quad (15)$$

Для нахождения распределения температуры в системе запишем закон сохранения тепловой энергии Q :

$$dQ/dt + \text{div } \underline{j}_Q = 0. \quad (16)$$

Здесь плотность потока тепла

$$j_Q = -\kappa \frac{dT}{dx}, \quad (17)$$

где κ – коэффициент теплопроводности.

Уравнение (16) нужно решить с граничными условиями

$$T(x = -L_0) = T(x = L_0) = T_0. \quad (18)$$

При этом получается следующее пространственное распределение температуры в N и P эмиттерах:

$$T(x) = T_0 - \frac{1}{\kappa} \left((L_0 - |x|) \frac{j\hbar\omega_0}{e} - (L_0^2 - x^2) \frac{j^2 \rho}{2} \right). \quad (19)$$

Пространственное распределение температуры при различных значениях электрического тока через систему показано на рис.4а.

Итак, можно сделать следующие выводы. Во-первых, при прохождении тока система охлаждается, если $P_J < P_Q$, а во-вторых, при $P_J < 2P_Q$ температура квантовой структуры $T_Q = T(x = 0)$ меньше температуры окружающей среды T_0 .

4. Температура охлаждения. Зависимость температуры квантовой структуры $T_Q = T(x = 0)$ от тока может быть получена из уравнения (19), полагая $x = 0$, и имеет вид

$$T_Q(j) = T_0 - \frac{jL_0\hbar\omega_0}{\kappa e} + \frac{j^2 \rho L_0^2}{2\kappa} = T_0 + \frac{L_0}{2\kappa} (P_J - P_Q). \quad (20)$$

Зависимость T_Q от тока j представлена на рис.4б. Видно, что зависимость $T_Q(j)$ имеет немонотонный характер и существует оптимальное значение плотности тока, проходящего через систему j_E , при котором охлаждение квантовой структуры максимально:

$$j_E(L_0) = \hbar\omega_0/L_0 \rho e. \quad (21)$$

Заметим, что величина максимального охлаждения $T_C = \max(T_0 - T_Q)$ не зависит от длины эмиттеров L_0 :

$$T_C = (\hbar\omega_0)^2 / 2e^2 \rho \kappa. \quad (22)$$

²⁾Ниже мы пренебрегли теплотой Томпсона, так как считали, что в эмиттерах температура однородна.

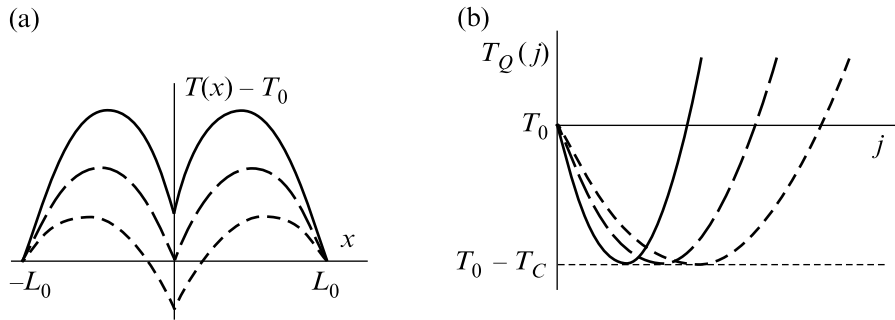


Рис.4. а – Зависимость температуры T от координаты. Видно, что температура КС $T_Q = T(x = 0)$ меньше, чем температура теплопроводов $T_0 = T(x = \pm L_0)$. б – Зависимость температуры КС T_Q от тока, протекающего через образец при разных значениях L_0 . Видно, что величина максимальной температуры охлаждения $T_C = T_0 - T_Q(j_E)$ не зависит от длины эмиттеров L_0

Используя закон Видемана-Франца, то есть соотношение между теплопроводностью κ и электропроводностью $\sigma = 1/\rho$:

$$\kappa = \pi^2 T / 3e^2 \rho, \quad (23)$$

получаем окончательное выражение для максимальной температуры охлаждения T_C :

$$T_C = \frac{3}{2\pi^2} \frac{(\hbar\omega_0)^2}{T_0}. \quad (24)$$

Мы получили универсальный закон для максимальной температуры охлаждения квантовых структур с омическими контактами. Температура охлаждения T_C зависит только от одного параметра системы, а именно, от характерного энергетического масштаба квантовой структуры, равного $E_2 - E_1 \approx \hbar\omega_0$. Следует отметить, что соотношение (24) справедливо лишь для сравнительно небольших значений $T_C \ll \ll T_0$, иначе необходимо учитывать зависимость проводимости и теплопроводности от координаты.

В технологически более простой структуре, в которой происходит туннелирование только дырок или только электронов с поглощением оптических фононов, максимальная температура охлаждения T_{SC} составит:

$$T_{SC} = T_C/4. \quad (25)$$

5. Термостабильность. Отметим, что в силу немонотонной зависимости температуры охлаждения от тока при $j < j_E$ имеется область, где температура охлаждения возрастает с ростом тока. Из рис.4б видно, что ток через систему монотонно возрастает с ростом ее температуры. Таким образом, система обладает отрицательной обратной связью температуры и электрического тока, проходящего через нее. Это

говорит о том, что при увеличении тока через систему при $j < j_E$ происходит уменьшение температуры КС, частично компенсирующее разогрев носителей. Поэтому при таких токах квантовая система является термостабильной, то есть слабо чувствительной к внешней температуре T_0 .

Принцип охлаждения квантовых систем, предложенный выше, может быть использован для температурной стабилизации лазеров на основе полупроводниковых гетероструктур. Как указано выше, возможно создание инверсной заселенности носителей на основе охлаждающей КС (рис.1) [11]. Кроме того, температурная стабилизация лазеров на основе полупроводниковых гетероструктур возможна и при последовательном размещении охлаждающей структуры и активной области лазера. В последнем случае токи утечки одной из этих структур (охлаждающей КС или активной области лазера) будут служить рабочими токами другой структуры.

6. В заключение отметим, что в работе предложен новый механизм охлаждения полупроводниковых гетероструктур электрическим током. Данный механизм отличается от эффекта Пельтье [2], поскольку в нашем случае температура охлаждения не зависит от разности кинетических коэффициентов, а полностью определяется разностью энергий квантования носителей заряда в первой и второй КЯ.

С ростом температуры возрастает и скорость туннелирования и скорость излучательной рекомбинации; в результате эффективность охлаждения квантовой системы возрастает.

Предложенный нами механизм охлаждения может быть эффективно использован в оптоэлектронике при создании светодиодов и мощных полупроводниковых лазеров [11]. Также новый механизм охлаждения может быть использован при создании полупроводниковых нанохолодильников. По сравнению с су-

ществующими микрохолодильниками на основе эффекта Пельтье, активно используемых для температурной стабилизации полупроводниковых лазеров, нанохолодильники имеют целый ряд преимуществ. Во-первых, для охлаждения и температурной стабилизации не нужно дополнительных затрат энергии, так как охлаждение происходит за счет тока инжекции либо токов утечки. Во-вторых, нанохолодильник имеет гораздо меньший размер и охлаждает непосредственно активную область оптоэлектронного прибора.

Кратко обсудим влияние многочастичных процессов релаксации носителей на охлаждение квантовых систем током. С одной стороны, многочастичные процессы релаксации приводят к частичному усилению вероятностей излучательной рекомбинации и туннелирования носителей заряда. С другой стороны, при высоких концентрациях носителей проявляются процессы оже-рекомбинации и экранирование электрон-фононного взаимодействия [12]; оба эти процесса ослабляют охлаждение КС. Тем не менее, многочастичные процессы релаксации носителей качественно не влияют на процесс охлаждения квантовых систем током.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 01-07-90299, # 01-07-90300 и программой "Физика твердых наноструктур", гранты # 97-0003 и 97-1035.

1. L. Cheng and K. Plog, *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures*, Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1985.
2. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the theory of Metals*, North-Holland, Amsterdam, 1988.
3. Л. Келдыш, *ЖЭТФ* **34**, 962 (1958).
4. V. F. Gantmakher and B. I. Levinson, *1987 Carrier Scattering in Metals and Semiconductors*, Amsterdam: Wiley, 1982.
5. B. K. Ridley, *J. Phys. C.: Solid State Phys.* **15**, 5899 (1982).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика, нерелятивистская теория*, М.: Наука, 1982.
7. А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников*, М.: Наука, 1978.
8. *Quantum Well Lasers*, Ed. by P. S. Zory, Yr. Academic Press Inc., 1983.
9. G. G. Zegrya, A. D. Andreev, etc. *Proc. SPIE* **2399**, 307 (1995).
10. L. M. Asryan, N. A. Gun'ko, A. S. Polkovnikov et al., *Semicond. Sci. Technol.* **15**, no. 12, 1131 (2000).
11. E. B. Dogonkin and G. G. Zegrya, submitted to *Elec. Lett.* (2001).
12. A. S. Polkovnikov and G. G. Zegrya, *Phys. Rev.* **B58**, 4039 (1998).