

## МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ II ТИПА

А.Д.Андреев, Г.Г.Зегря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 30 марта 1995 г.

В работе впервые теоретически исследован механизм оже-рекомбинации (ОР) в гетероструктурах (ГС) II типа. Показано, что скорость ОР является степенной функцией температуры, а не экспоненциальной как в объемном материале. Предсказана возможность подавления ОР в ГС II типа. Такое подавление связано с короткодействующим характером кулоновского взаимодействия электронов, участвующих в ОР. Подавление процессов ОР в ГС II типа было недавно обнаружено экспериментально.

Гетероструктуры (ГС) II типа имеют следующие отличительные особенности [1]: 1) разрывы зоны проводимости  $V_c$  и валентной зоны  $V_v$  направлены в одну сторону (рис.1) и имеют разные знаки:  $V_c > 0$ ,  $V_v = -|V_v| < 0$ ; 2) в отличие от ГС I типа электроны и дырки пространственно разделены, так что их рекомбинация возможна лишь при взаимном туннелировании сквозь гетеробарьер. В литературе, насколько нам известно, отсутствуют работы, посвященные теоретическому исследованию процессов оже-рекомбинации (ОР) в ГС II типа. Однако, как показано в настоящей работе, процессы ОР необходимо учитывать, в частности, при анализе времени жизни неравновесных носителей в ГС II типа. Как показано ранее в [2], механизмы ОР в гетероструктурах и в объемных полупроводниках существенно различны. В ГС благодаря взаимодействию носителей с гетерограницей процесс ОР является беспороговым, так как отсутствует закон сохранения квазиимпульса для компоненты, перпендикулярной гетерогранице; при этом скорость ОР является степенной функцией температуры. Напомним, что в объемном полупроводнике скорость ОР является экспоненциальной функцией температуры [3]. Ниже будет показано, что в ГС II типа скорость ОР также является степенной функцией температуры, но механизмы ОР в ГС I и II типов принципиально различны.

Цель настоящей работы состоит в теоретическом исследовании процессов ОР в ГС II типа.

В ГС II типа важны 2 канала ОР: 1) оже-процесс с участием двух электронов и одной дырки (СНСС-процесс); 2) оже-процесс с участием электрона и дырки с переходом второй дырки в *so*-зону (СННС-процесс). В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением СНСС процесса (рис. 1), так как он доминирует над СННС процессом, если  $(E_g - \Delta_{so})/E_g > m_c/m_{so}$ , где  $\Delta_{so}$  - константа спин-орбитального расщепления,  $E_g$  - эффективная ширина запрещенной зоны (см. рис.1),  $m_c$  и  $m_{so}$  - эффективные массы электрона и *so*-дырки, соответственно.

<sup>1)</sup> e-mail: zegrya@theory.pti.spb.su

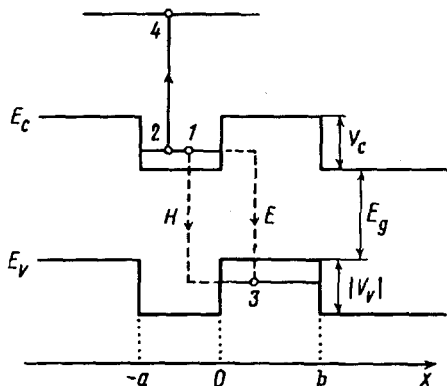


Рис.1. Схематическое изображение зонной диаграммы ГС II типа с квантовыми ямами. Числа 1 и 2 обозначают начальные состояния частиц, 3 и 4 обозначают конечные состояния,  $H$  и  $E$  обозначают два возможных канала рекомбинации электрона 1 и дырки 3

Скорость ОР вычисляется в рамках первого порядка теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию:

$$G = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{S} \sum_{1,2,3,4} |M|^2 \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \times f_c(E_1) f_c(E_2) f_h(E_3) [1 - f_c(E_4)], \quad (1)$$

где  $f(E_i)$  — функция распределения  $i$ -той частицы ( $i = 1, 2, 3, 4$ ),  $E_1$  и  $E_2$  — энергии начальных, а  $E_3$  и  $E_4$  — энергии конечных состояний,  $S$  — площадь гетероконтакта,  $M$  — матричный элемент электрон-электронного взаимодействия. Суммирование в (1) производится по начальным (1 и 2) и конечным (3 и 4) состояниям частиц. После усреднения по спиновым состояниям частиц квадрат матричного элемента имеет вид

$$|M|^2 = |M_I|^2 + |M_{II}|^2 - M_I M_{II}^*, \quad (2)$$

$$M_I = \int \psi_2^*(\mathbf{r}) \psi_4(\mathbf{r}) \frac{e^2}{\kappa_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_1^*(\mathbf{r}') \psi_3(\mathbf{r}') d^3 r d^3 r', \quad (3)$$

где  $\kappa_0$  — константа диэлектрической проницаемости среды.  $M_{II}$  получается из (3) заменой индексов  $1 \rightleftharpoons 2$ . Разложим в (3)  $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  в интеграл Фурье. Тогда получаем

$$M_I = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{I_{24}(\mathbf{q}) I_{13}(-\mathbf{q})}{q^2}, \quad (4)$$

где

$$I_{ij}(\mathbf{q}) = \int d^3 r \psi_i^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}. \quad (5)$$

Матричный элемент  $M$  мы будем вычислять используя модель Кейна [4, 5]. Волновые функции на гетерогранице удовлетворяют определенным граничным условиям [6]. При этом следует учитывать взаимную трансформацию дырок (легких и тяжелых) при их взаимодействии с гетерограницей. Для высоковозбужденного электрона особенно важно учитывать непараболичность спектра [2, 3, 7].

В (4) интегрирование по  $q$  в плоскости гетерограницы дает закон сохранения продольной компоненты квазиимпульса  $k_{||}^{(1)} + k_{||}^{(2)} = k_{||}^{(3)} + k_{||}^{(4)}$ , где  $k^{(i)} = (k_x^{(i)}, k_{||}^{(i)})$  — квазиимпульс  $i$ -той частицы. Далее при интегрировании по

$q_x$  в (4) используя теорему о вычетах, получаем, что существуют два типа полюсов в комплексной плоскости  $q_x$ : 1) полюса, отвечающие малым переданным импульсам при кулоновском взаимодействии – эффективное кулоновское дальноедействие:  $q_x = |k_{||}^{(2)} - k_{||}^{(4)}| \simeq 1/\lambda_T$ , где  $\lambda_T = \sqrt{\hbar^2/(2m_h T)}$ ; 2) полюса, отвечающие большим переданным импульсам – эффективное кулоновское короткоедействие  $q_x \simeq Q$ , где  $Q = 1/(\sqrt{2}\lambda_g)$ ,  $\lambda_g = \sqrt{\hbar^2/(2m_c E_g)}$ ;  $\lambda_T \gg \lambda_g$ . Таким образом, матричный элемент оже-перехода распадается на две части:

$$M = M^{(1)} + M^{(2)}. \quad (6)$$

Здесь  $M^{(1)}$  – часть матричного элемента  $M$ , отвечающая малым переданным импульсам при кулоновском взаимодействии;  $M^{(2)}$  – часть  $M$ , отвечающая большим переданным импульсам. Эффективное кулоновское дальноедействие при ОР возможно только в ГС благодаря взаимодействию носителей с гетерограницей [2].

В ГС I типа основной вклад в матричный элемент дает слагаемое  $M^{(1)}$ , отвечающее малым переданным импульсам; при этом  $M^{(2)}/M^{(1)} \approx (T/V_c)\sqrt{m_c/m_h} \ll 1$ . В однородных полупроводниках существует лишь вклад в матричный элемент кулоновского взаимодействия при оже-переходе, отвечающий большим переданным импульсам.

В ГС II типа соотношение между  $M^{(1)}$  и  $M^{(2)}$  существенно зависит от параметров ГС: высот гетеробарьеров  $V_c$  и  $V_v$  и ширин квантовых ям для электронов  $a$  и дырок  $b$  (рис. 1). В зависимости от соотношения между  $V_c$  и  $V_v$  возможны следующие случаи:  $M^{(1)} \gg M^{(2)}$ ;  $M^{(1)} \sim M^{(2)}$ ;  $M^{(1)} \ll M^{(2)}$ .

Отметим, что в ГС II типа в отличие от ГС I типа, СНСС процесс реализуется по двум каналам (рис.1): 1) электрон туннелирует сквозь гетеробарьер и рекомбинирует с дыркой в квантовой яме (канал  $E$ ); 2) дырка туннелирует сквозь гетеробарьер и рекомбинирует с электроном в квантовой яме (канал  $H$ ). Вклады в матричный элемент от этих двух каналов одного порядка благодаря взаимной трансформации легких и тяжелых дырок при их взаимодействии с гетерограницей. Эти вклады имеют противоположные знаки и при сложении компенсируют друг друга. В результате матричный элемент оже-перехода в ГС II типа в отличие от матричного элемента оже-перехода в ГС I типа приобретает дополнительный множитель порядка  $[Tm_h/(V_c m_c)]^{3/2} < 1$ . Таким образом, в ГС II типа имеет место деструктивная интерференция двух каналов  $E$  и  $H$  электрон-дырочной рекомбинации, приводящая к уменьшению матричного элемента, а следовательно, и к уменьшению скорости ОР.

Подставив явное выражение для матричного элемента  $M$  в (1) и выполняя суммирование по начальным и конечным состояниям частиц, получаем

$$G = \tilde{G} [g_1 + g_2 + g_3] \equiv G_1 + G_2 + G_3. \quad (7)$$

Здесь

$$\tilde{G} = 32\sqrt{2}\pi^2 \frac{E_B}{\hbar} \frac{T^2}{V_c E_g} \frac{m_h^2}{m_c^2} n^2 p \lambda_g^4 \frac{\kappa^4 \lambda_g^5 \cos^4\left(\frac{\kappa a}{2}\right)}{b (1 + \kappa a)^2}; \quad (8)$$

$$g_1 \simeq \left(\frac{3V_c - |V_v|}{4V_c}\right)^2, \quad g_3 \simeq \frac{m_h |V_v|}{m_c 8E_g}; \quad (9)$$

$$g_2 \approx \left( \frac{m_h T}{m_c V_c} \right)^{1/2} \frac{5V_c - |V_v|}{8E_g} \left[ 4g_1^{1/2} + \left( \frac{m_h T}{m_c V_c} \right)^{1/2} \frac{5V_c - |V_v|}{2V_c} \right]; \quad (10)$$

$E_B = m_c e^4 / (2\hbar^2 \kappa_0^2)$  – боровская энергия электрона;  $k^2 = 2m_c E_{0c} / \hbar^2$ ,  $\kappa^2 = 2m_c (V_c - E_{0c}) / \hbar^2$ , где  $E_{0c}$  – энергия основного уровня размерного квантования электронов;  $n$ ,  $p$  – двумерные концентрации электронов и дырок, соответственно. В (4)  $G_1$  и  $G_2$  происходят от части  $M^{(1)}$  матричного элемента  $M$ , отвечающей малым переданным импульсам при кулоновском взаимодействии электронов;  $G_3$  происходит от части  $M^{(2)}$  матричного элемента  $M$ , отвечающей большим переданным импульсам. Отметим, что при  $V_c > |V_v|$ , как следует из (7)-(9) имеем:  $G_1 \sim G_2 \gg G_3$ . При этом мы учли, что  $T < V_c < E_g$ . Следует особо подчеркнуть, что при условии  $3V_c \approx |V_v|$ , то есть  $(3V_c - |V_v|)/V_c \ll 1$ ,  $G_1 \ll (G_2, G_3)$ . При другом условии  $4V_c \approx |V_v|$  имеем  $G_2 \ll (G_1, G_3)$ . Это означает, что  $G_1$  и  $G_2$  имеют минимум при указанных выше значениях отношения  $|V_v|/V_c$  (рис. 2). Следовательно, скорость ОР при определенных значениях  $|V_v|/V_c$  имеет минимум:  $G^{min} \approx G_3$ . Таким образом минимальное значение скорости ОР  $G^{min}$  определяется матричным элементом кулоновского взаимодействия  $M^{(2)}$  при больших переданных импульсах. Это означает, что имеет место эффективное подавление процессов ОР в ГС II типа, так как при  $V_c > |V_v|$ , как уже отмечено выше,  $G_3 \ll (G_1, G_2)$ .

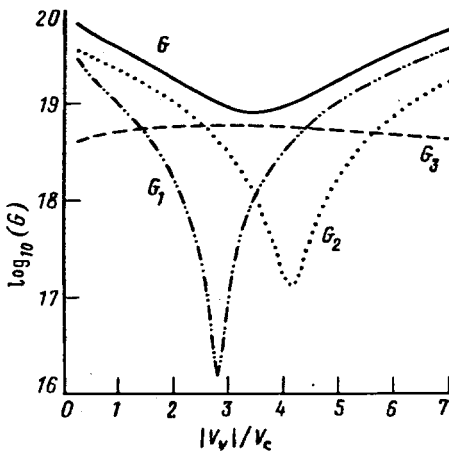


Рис.2. Зависимость логарифма скорости ОР  $\log_{10}(G)$  от  $|V_v|/V_c$  при  $T = 290$  К. Пунктирные кривые соответствуют вкладам в  $G$  от  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $G_3$ . Сплошная кривая соответствует полной скорости ОР  $G$ . При расчете использовались параметры характерные для структуры  $\text{InGaAsSb}/\text{GaSb}$  [1]:  $E_g = 0,6$  эВ,  $V_c = 0,25$  эВ,  $m_c = 0,04m_0$ ,  $m_h = 0,4m_0$ ,  $n = p = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Такое эффективное подавление скорости ОР в ГС II типа связано с величиной интеграла перекрытия  $I_{24}(q)$  электрона в начальном состоянии 2 и конечном состоянии 4 при малых переданных импульсах  $q$ . Указанный интеграл перекрытия складывается из трех областей: две области подбарьерного движения электрона ( $x < -a$  и  $x > 0$ ) и область квантовой ямы ( $-a < x < 0$ ). При сложении вкладов от этих трех областей, как в случае ГС I типа, так и в случае ГС II типа, оказывается, что вклады от подбарьерных областей и области квантовой ямы компенсируют друг друга. При этом результирующий интеграл перекрытия уменьшается в меру  $(3V_c + V_v)/E_g$ . Отметим, что для ГС I типа  $V_v > 0$ , а для ГС II типа  $V_v = -|V_v| < 0$ . В итоге мы получаем, что в ГС II типа при условии  $3V_c \approx |V_v|$  имеет место сильное уменьшение интеграла перекрытия  $I_{24}(q)$  электрона в начальном и конечном состояниях

при малых переданных импульсах  $q$ . Это результат взаимной компенсации вкладов в  $I_{24}(q)$  от указанных выше областей.

На рис.2 приведена зависимость скорости ОР от отношения  $|V_v|/V_c$ , рассчитанная согласно (7) с учетом точных выражений для  $g_1, g_2, g_3$ . Мы получили принципиально важный результат: скорость ОР имеет минимум при  $3V_c \simeq |V_v|$ . При этом отношение скорости оже в минимуме  $G^{\min} \equiv G(3V_c \sim |V_v|)$  к скорости при  $V_c \geq |V_v|$  мало:  $G^{\min}/G(V_c \geq |V_v|) \ll 1$ . Полученный результат принципиально важен, так как он демонстрирует возможность *подавления* процессов ОР в ГС II типа. Такое эффективное подавление процессов ОР в ГС II типа связано с характером кулоновского взаимодействия электронов при оже-переходе. При одних условиях ( $|V_v| \leq V_c$ ) кулоновское взаимодействие между электронами в основном носит характер эффективного дальнего действия (малые переданные импульсы), что приводит к большой величине скорости ОР. При других условиях ( $3V_c \approx |V_v|$ ) кулоновское взаимодействие между электронами имеет преимущественно короткодействующий характер (большие переданные импульсы), что приводит к резкому уменьшению скорости ОР.

Подавление процессов ОР в ГС II типа принципиально важно для создания оптоэлектронных приборов с улучшенными характеристиками. Известно, что процессы ОР приводят к уменьшению внутреннего квантового выхода полупроводниковых лазеров на квантовых ямах и к резкому увеличению пороговой плотности тока при высоких температурах [7]. Предсказанный в настоящей работе механизм подавления процессов ОР в ГС II типа позволит, в частности, решить проблему длинноволновых лазеров ( $\lambda > 4$  мкм), а именно, повысить их рабочую температуру до комнатной температуры и выше.

Следует сделать еще одно очень важное утверждение. Скорость излучательной рекомбинации (ИР)  $R \equiv R_{II}$  в ГС II типа и скорость ИР  $R_I$  в ГС I типа одного порядка. Однако скорость ОР в ГС II типа в минимуме  $G_{II}^{\min}$  много меньше скорости ОР  $G_I$  в ГС I типа [7] при одних и тех же значениях параметров гетероструктуры:

$$\frac{G_{II}^{\min}}{G_I} \sim \left( \frac{T m_h}{V_c m_c} \right)^3 \frac{V_c}{E_g} \ll 1. \quad (11)$$

В настоящей работе мы вычислили скорость ИР в ГС II типа. При этом мы учли, что электроны и дырки пространственно разделены. Используя тот же метод расчета скорости ИР  $R \equiv R_{II}$  как и для случая ГС I типа [7], имеем

$$R_{II} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon_{\infty}}{\sqrt{\kappa_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E_g}{\hbar} \frac{E_g}{m_c c^2} \frac{\hbar^2 n p}{2(m_c + m_h) T} \left( \frac{T m_h}{V_c m_c} \right)^2, \quad (12)$$

где  $\epsilon_{\infty}$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость среды. Используя выражение для  $R_I$  из [7], для отношения  $R_{II}/R_I$  получаем:  $R_{II}/R_I \simeq [T m_h / (V_c m_c)]^2 < 1$ . Следовательно,  $R_{II}$  и  $R_I$  - величины одного порядка.

Замечательным оказывается тот факт, что отношение скорости ИР к скорости ОР в ГС II имеет резкий максимум как функция  $|V_v|/V_c$  (рис.3). Важно, что для ГС II с малой величиной эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g$  отношение  $R/G$  в максимуме может быть больше единицы. Следовательно, выбирая оптимальные параметры ГС (когда отношение  $R/G$  максимально), можно добиться максимального внутреннего квантового выхода длинноволнового лазера на ГС II типа. При этом пороговый ток такого лазера будет контролироваться главным образом процессами ИР.

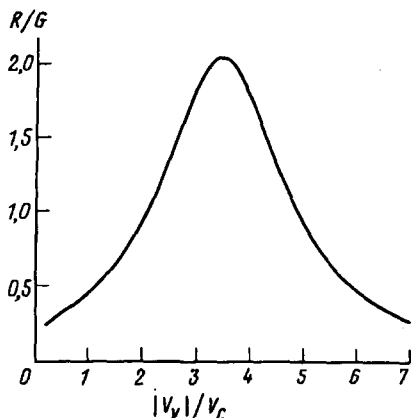


Рис.3. Зависимость отношения скорости ИР  $R$  к скорости ОР  $G$  от отношения  $|V_v|/V_c$  при  $T = 290\text{K}$ . Параметры ГС те же, что и на рис.2

Механизм подавления процессов ОР, предсказанный теоретически в настоящей работе, был обнаружен экспериментально при создании лазера нового типа на одиночном гетеропереходе II типа InAs/GaSb [8]. В другой экспериментальной работе [9] было также обнаружено подавление процессов ОР в ГС II типа со сверхрешеткой на основе In(As, Sb).

В заключение авторы выражают благодарность М.И.Дьяконову, В.И.Перелю, Р.А.Сурису за обсуждение результатов работы. Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 93-02-3199.

- 
1. M.P.Mikhailova and A.N.Titkov, *Semicon. Sci. Technol* **9**, 347 (1994).
  2. G.G.Zegrya and V.A.Kharchenko, *Sov. Phys. JETP* **74**, 173 (1992).
  3. B.L.Gel'mont, *Sov. Phys. JETP* **48**, 268 (1978).
  4. E.O.Kane, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
  5. A.V.Sokol'skii and R.A.Suris, *Sov. Phys. Semicond.* **21**, 529 (1987).
  6. R.A.Suris and G.G.Zegrya *Semicon. Sci. Technol* **9**, 347 (1994).
  7. G.G.Zegrya, A.D.Andreev, N.A.Gun'ko, and E.V.Frolushkina, *Proc. SPIE* **2399** (1995) (to be published).
  8. M.P.Mikhailova, G.G.Zegrya, K.D. Moiseev, et.al., *Proc. SPIE* **2397** (1995) (to be published).
  9. P.J.P.Tang, M.J.Pullin, S.J.Chung et.al., *Proc. SPIE*, **2397** (1995) (to be published).