

# Туннельно-излучательная рекомбинация и люминесценция трапецеидальных $\delta$ -легированных сверхрешеток

© В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel†

Государственный научный центр РФ "Орион"  
111123 Москва, Россия

†South Dakota School of Mines and Technology  
Rapid City, SD 57701-3995, USA

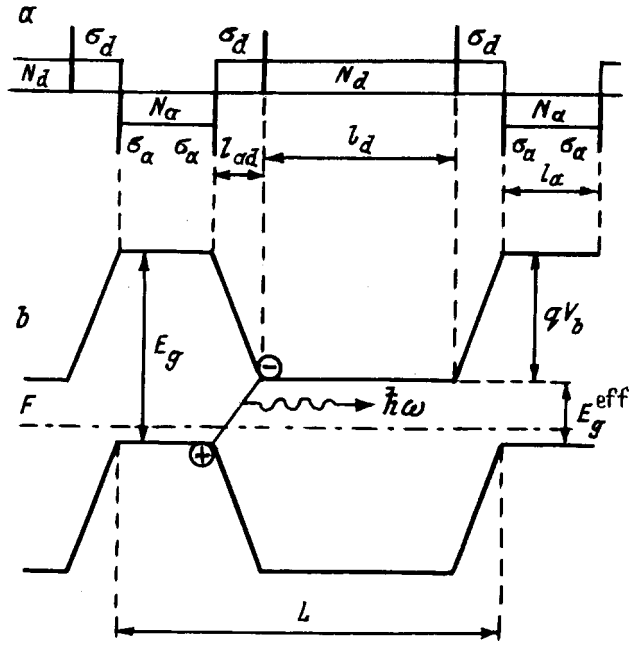
(Получена 16 июня 1998 г. Принята к печати 30 июня 1998 г.)

Рассматривается излучательная рекомбинация в предложенной ранее авторами  $\delta$ -легированной сверхрешетке, которая может быть выращена на основе одного из хорошо известных монокристаллических полупроводников типа InSb, InAs и GaAs. Энергетическая диаграмма такой сверхрешетки состоит из чередующихся трапецеидальных потенциальных ям  $n$ - и  $p$ -типа для электронов и дырок. Для такой трапецеидальной сверхрешетки получено выражение для скорости излучательной рекомбинации и показано, что излучательное время жизни за счет пространственного разделения электронов и дырок может достигать величин порядка 1 мс и слабо зависит от температуры. Последнее связано с тем, что излучательная рекомбинация в трапецеидальной сверхрешетке определяется оптическими туннельными переходами электронов из состояний вблизи дна ям  $n$ -типа в состояния вблизи дна ям  $p$ -типа. Получено выражение для спектра люминесценции сверхрешетки, максимум которого отвечает энергии фотонов, много меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника, и может быть расположен в дальней инфракрасной области. Отмечается, что такая трапецеидальная сверхрешетка может быть эффективным преобразователем теплового излучения в сверхдлинноволновое.

1. В [1–3] мы предложили трапецеидальную  $\delta$ -легированную сверхрешетку (ТСР) и проанализировали спектры межзонного поглощения в ней. Такая ТСР может быть выращена на основе любого из хорошо известных монокристаллических гомогенных полупроводников. В тонких областях, между разноименно заряженными  $\delta$ -легированными слоями ТСР, образуется сверхсильное встроенное электрическое поле. Мы показали [1,4], что благодаря эффекту Франца–Келдыша [5,6] ТСР на основе InSb и InAs эффективно поглощают излучение вплоть до дальнего инфракрасного (ИК) диапазона. Заметим, что в классических легированных сверхрешетках  $n-i-p-i$ -типа, которые в начале 80-х годов были предложены и теоретически изучены Неустроевым и Осиповым [7–10], время жизни неравновесных электронов и дырок за счет их пространственного разделения может достигать огромных значений, но дальнейшее ИК излучение в них поглощается слабо [11,12]. В ТСР также происходит пространственное разделение неравновесных электронов и дырок, поэтому естественно ожидать, что в них время жизни неравновесных носителей также может быть достаточно велико. Однако, в отличие от классических легированных сверхрешеток, благодаря наличию в ТСР тонких областей сверхсильного электрического поля рекомбинация пространственно разделенных электронов и дырок в основном определяется диагональными (непрямыми в реальном пространстве) туннельными излучательными переходами. В данной работе получены выражения для времени жизни неравновесных носителей, скорости излучательной рекомбинации и спектра люминесценции, которые определяются такими туннельно-излучательными переходами, а также рассмотрена статистика электронов и дырок в ТСР.

2. ТСР образуется в монокристаллическом невырожденном полупроводнике чередующимися  $\delta$ -легированными слоями донорного и акцепторного типа, поверхностная плотность атомов в которых равна  $\sigma_d$  и  $\sigma_a$  соответственно. Период ТСР состоит из двух пар таких разноименно заряженных  $\delta$ -легированных слоев, а энергетическая диаграмма ТСР состоит из чередующихся трапецеидальных потенциальных ям для электронов и дырок (рисунок). Последние мы будем называть соответственно ямами  $n$ - и  $p$ -типа. Условия, которым должны удовлетворять параметры ТСР, проанализированы нами в [1].

Естественно, что в равновесии для невырожденных электронов и дырок в каждой точке ТСР справедлив закон действующих масс:  $np = n_i^2 = N_c N_v \exp\{-E_g/kT\}$ , где  $N_c$  и  $N_v$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,  $n_i$  — концентрация носителей в собственном полупроводнике,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. Однако продольная проводимость ТСР и скорость рекомбинации в ней определяются пространственно разделенными неравновесными носителями, точнее числом электронов и дырок в ямах  $n$ - и  $p$ -типа соответственно. Размеры этих ям  $l_d$  и  $l_a$  удовлетворяют условиям [1]  $\alpha_{\text{eff}} l_d \ll 1$  и  $\alpha_{\text{eff}} l_a \ll 1$ , где  $\alpha_{\text{eff}}$  — эффективный (усредненный по периоду) коэффициент поглощения длинноволнового ИК излучения в ТСР. Поэтому в каждой такой потенциальной яме  $n$ - или  $p$ -типа квазиуровень Ферми  $F_n$  или  $F_p$  для электронов или дырок можно считать не зависящим от координаты. Кроме того, для рассматриваемой ТСР  $l_d, l_a \gg l_{ad}$  (см. рисунок), а высота потенциального барьера  $qV_b \gg kT$  ( $q$  — заряд элек-



Профиль легирования (а) и энергетическая диаграмма (b) трапецидальной  $\delta$ -легированной сверхрешетки. а:  $\sigma_d$  и  $\sigma_a$  — поверхностные плотности атомов в  $\delta$ -легированных слоях донорного и акцепторного типа соответственно;  $N_d, N_a$  — концентрации донорной и акцепторной примеси;  $l_d, l_a, l_{ad}$  — толщины слоев ТСР. б: стрелкой показана туннельная (непрямая в реальном пространстве) рекомбинация электрона и дырки с испусканием фотона с энергией  $\hbar\omega \simeq E_g^{\text{eff}}$ , где  $E_g^{\text{eff}}$  — эффективная ширина запрещенной зоны ТСР.

трона), поэтому числа невырожденных электронов ( $N$ ) и дырок ( $P$ ) в соответствующих потенциальных ямах единичной площади с высокой точностью равны

$$N = N_c l_d \exp\{(F_n - E_g)/kT\},$$

$$P = N_v l_a \exp\{(qV_b - F_p)/kT\}, \quad (1)$$

где  $F_n$  и  $F_p$  отсчитываются от края валентной зоны в потенциальной яме  $n$ -типа, а величины  $N$  и  $P$  имеют размерность поверхностной концентрации. В термодинамическом равновесии из (1) следует, что

$$NP = N_c N_v l_d l_a \exp\{(qV_b - E_g)/kT\} \equiv N_i^2. \quad (2)$$

Таким образом, числа пространственно разделенных невырожденных электронов и дырок, локализованных в потенциальных ямах ТСР  $n$ - и  $p$ -типа соответственно, формально определяются статистикой невырожденного электронного газа в некотором однородном узкозонном полупроводнике с эффективной шириной запрещенной зоны, равной  $E_g^{\text{eff}} = E_g - qV_b$ . Такого результата следовало ожидать, так как величина  $E_g^{\text{eff}}$  определяет длинноволновую границу межзонного поглощения излучения в ТСР, т.е. является также эффективной оптической шириной запрещенной зоны ТСР [1–4].

Из периодичности ТСР следует, что для каждого ее периода должно выполняться условие электронейтральности  $P + N_d l_d + 2\sigma_d = N + N_a l_a + 2\sigma_a$ . В случае, когда  $N_d l_d + 2\sigma_d - N_a l_a - 2\sigma_a \ll N_i$ , справедливо равенство  $N = P = N_i$  и такую ТСР естественно называть собственной. В действительности  $\sigma_d$  и  $\sigma_a$  много больше  $N_d l_d, N_a l_a$  и не равны друг другу. Например, когда  $\sigma_a > \sigma_d$ , тогда  $P = 2(\sigma_a - \sigma_d) \gg N_i$ . В рассматриваемой ТСР  $\sigma_a$  и  $\sigma_d$  примерно равны  $(2 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а толщина ямы  $p$ -типа  $l_a \simeq 100 \text{ \AA}$  [1], поэтому концентрация дырок в яме  $p$ -типа может составлять величину порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , близкую к  $N_v$  для InSb.

3. Излучательная рекомбинация неравновесных носителей в ТСР определяется непрямыми в реальном пространстве туннельно-излучательными переходами электронов из ям  $n$ -типа в ямы  $p$ -типа. Для невырожденных электронов и дырок скорость такой излучательной рекомбинации можно записать в виде

$$R_r = \mathcal{A}NP. \quad (3)$$

Разностная скорость излучательной рекомбинации равна  $R = R_r - G_t$ , где  $G_t$  — скорость тепловой генерации носителей. При термодинамическом равновесии  $R_{r0} = G_t = \mathcal{A}N_0 P_0 = \mathcal{A}N_i^2$ , где  $N_0, P_0$  — равновесные числа электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типа соответственно, а  $N_i^2$  определяется (2). Пусть изменения концентраций носителей в потенциальных ямах  $\Delta N$  и  $\Delta P$  малы по сравнению с их равновесными значениями. Тогда учитывая, что  $\Delta N = \Delta P$  и  $G_t = \mathcal{A}N_i^2$ , из выражения (3) величину  $R$  можно записать в виде  $R = \mathcal{A}\Delta N(N_0 + P_0) \equiv \Delta N/\tau_R$ , т.е. излучательное время жизни неравновесных носителей есть

$$\tau_R = N_i^2/G_t(N_0 + P_0), \quad (4)$$

а скорость излучательной рекомбинации равна

$$R_r = G_t NPN_i^{-2}. \quad (5)$$

Используя идею Ван-Русбрека и Шокли [13], в термодинамическом равновесии скорость тепловой генерации носителей на периоде  $L$  ТСР с единичной площадью грани можно записать в виде

$$G_t = L \int_0^\infty v_g \alpha_{\text{eff}}(\hbar\omega) \frac{d[N(\hbar\omega)]}{d(\hbar\omega)} d(\hbar\omega), \quad (6)$$

где  $v_g = c/\tilde{n}$  — групповая скорость фотонов в полупроводнике;  $\tilde{n}$  — показатель преломления полупроводника,  $c$  — скорость света в вакууме;  $\hbar\omega$  — энергия фотона;  $N(\omega)$  — число равновесных фотонов, определяемое формулой Планка;  $\alpha_{\text{eff}}(\hbar\omega)$  — усредненный по периоду ТСР коэффициент поглощения длинноволнового излучения  $\alpha(\hbar\omega)$ , определяемый эффектом Франца–Келдыша [5,6,14] в областях встроенного электрического поля ТСР. В [1] мы показали, что

$$\alpha_{\text{eff}} = 2\alpha(\hbar\omega)(\hbar\omega - E_g^{\text{eff}})/qEL, \quad (7)$$

где

$$\alpha(\hbar\omega) = \pi\mathcal{R}\sqrt{\hbar\omega_E} \int_{\beta}^{\infty} \text{Ai}^2(x)dx, \quad (8)$$

$\mathcal{R} = (2\mu/\hbar^2)^{3/2}(2q^2P_{cv}^2)/(m^2c\hbar\omega)$ ,  $\omega_E = (qE)^{2/3}/(2\mu\hbar)^{1/3}$ ,  $\beta = (E_g - \hbar\omega)/\hbar\omega_E$ ,  $E = 4\pi q\sigma/\varepsilon$  — электрическое поле между разноименно заряженными  $\delta$ -легированными слоями ( $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника),  $\sigma = \sigma_d = \sigma_a$ ;  $m$  — масса свободного электрона,  $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$  — приведенная эффективная масса,  $\text{Ai}(x)$  — функция Эйри;  $P_{cv}$  — межзонный матричный элемент оператора импульса, который для полупроводников с кейновским законом дисперсии дается выражением  $P_{cv}^2 = m^2E_g(E_g + \Delta_{so})/3m_c[E_g + (2/3)\Delta_{so}]$ , где  $\Delta_{so}$  — величина спин-орбитального расщепления [15]. В работе [1] мы показали, что в ТСП могут возникать сверхсильные электрические поля, при которых электропоглощение длинноволнового излучения определяется туннельными оптическими переходами электронов в основном из зоны тяжелых дырок в зону проводимости (в отличие от случая не слишком сильных полей, когда электропоглощение определяется легкими дырками [5,6,14]). В этом случае коэффициент поглощения дальнего ИК излучения в областях сверхсильного электрического поля ТСП близок к коэффициенту межзонного поглощения излучения и слабо зависит от частоты вплоть до энергии кванта порядка  $E_g^{\text{eff}}$ . Заметим, что в рассматриваемых ТСП величина эффективной оптической запрещенной зоны  $E_g^{\text{eff}} \ll E_g$ , а спектр легких дырок в соответствующих потенциальных ямах является сильно квантованным, и поэтому легкие дырки не дают вклада в поглощение дальнего ИК излучения с  $\hbar\omega \simeq E_g^{\text{eff}}$ . При этом в сверхсильных электрических полях коэффициент поглощения длинноволнового излучения дается выражением [1]

$$\alpha(\hbar\omega) = \Gamma^2(2/3)\mathcal{R}\sqrt{\hbar\omega_E}/4\pi, \quad (9)$$

где  $\mu \simeq m_c$ ,  $\Gamma(x)$  — гамма-функция. Подставляя в (6) распределение Планка, получим

$$G_t = \frac{2\tilde{n}^2}{\pi^2c^2\hbar^3qE} \int_{E_g^{\text{eff}}}^{E_g} (\hbar\omega)^2(\hbar\omega - E_g^{\text{eff}})\alpha(\hbar\omega) \times \exp\{-\hbar\omega/kT\}d(\hbar\omega) = \frac{2\tilde{n}^2}{\pi^2c^2\hbar^3qE} \exp\left\{-\frac{E_g^{\text{eff}}}{kT}\right\} \times \int_0^{\infty} \alpha(E_g^{\text{eff}} + \mathcal{E})(E_g^{\text{eff}} + \mathcal{E})^2\mathcal{E} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}}{kT}\right\}d\mathcal{E}. \quad (10)$$

Здесь мы учли, что  $E_g^{\text{eff}} \gg kT$  и  $E_g \gg E_g^{\text{eff}}$ . Как видно из (9), в очень сильных электрических полях коэффициент электропоглощения  $\alpha(E_g^{\text{eff}} + \mathcal{E})$  достаточно велик при  $\mathcal{E} = 0$ , слабо зависит от величины  $E_g^{\text{eff}}$  и при не слишком высоких температурах является гораздо более плавной

функцией  $\mathcal{E}$  по сравнению с  $\exp\{-\mathcal{E}/kT\}$ . Это позволяет оценить интеграл в формуле (10) и найти, что

$$G_t = \frac{2(\tilde{n}kTE_g^{\text{eff}})^2}{\pi^2c^2\hbar^3qE} \alpha(E_g^{\text{eff}}) \exp\left(-\frac{E_g^{\text{eff}}}{kT}\right). \quad (11)$$

Выражения (11), (5), (4) и (2) определяют скорость туннельно-излучательной рекомбинации и соответствующее время жизни. Последнее равно

$$\tau_R = \frac{\pi^2c^2\hbar^3qE}{2(\tilde{n}kTE_g^{\text{eff}})^2} \frac{N_cN_vl_d l_a}{N_0 + P_0} \alpha(E_g^{\text{eff}})^{-1}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что в ТСП время туннельно-излучательной рекомбинации  $\tau_R$  зависит от температуры относительно слабо, в отличие от классических легированных сверхрешеток, где время жизни носителей  $\tau_R \propto \exp\{qV_b/kT\}$  [7–10]. При этом  $\tau_R$  тем больше, чем меньше коэффициент электропоглощения  $\alpha$  фотонов с энергией  $\hbar\omega = E_g^{\text{eff}} \ll E_g$ . В реальных ТСП поверхностные плотности атомов легирующей примеси в  $\delta$ -легированных слоях нельзя строго зафиксировать, поэтому разброс  $\sigma_d$  и  $\sigma_a$  будет приводить к флуктуациям  $E_g^{\text{eff}}$  в разных периодах ТСП. Однако такой разброс  $E_g^{\text{eff}}$  не должен существенно сказаться на значении  $\tau_R$ . Это связано с тем, что согласно (9) в сильных электрических полях  $\alpha \propto (E_g^{\text{eff}})^{-1}$  (коэффициент  $\mathcal{R} \propto \omega^{-1} \propto (E_g^{\text{eff}})^{-1}$ ), поэтому согласно (12) зависимость  $\tau_R$  от  $E_g^{\text{eff}}$  является относительно слабой.

4. Поясним полученные результаты. Очевидно, что невырожденные электроны и дырки имеют характерные энергии, совпадающие (с точностью до  $kT$ ) с энергиями дна потенциальных ям  $n$ - и  $p$ -типа соответственно (рисунки). В процессе их туннельно-излучательной рекомбинации испускается фотон с энергией  $\hbar\omega \simeq E_g^{\text{eff}} + kT$ , а следовательно, величина коэффициента поглощения таких фотонов должна определять скорость излучательной рекомбинации в ТСП. Это утверждение по существу вытекает из (10), (11) и (5). Оно также означает, что условие сверхсильного электрического поля [1] в данном случае есть  $E \gg E_0 \equiv (q\hbar)^{-1}(2\mu)^{1/2}(E_g)^{3/2}$ . При его выполнении коэффициент поглощения максимален и определяется формулой (9).

В работе [1] мы показали, что ТСП на основе InSb с параметрами  $\sigma = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $l_a = 42 \text{ \AA}$ ,  $l_d = 233 \text{ \AA}$ ,  $l_{ad} = 33 \text{ \AA}$  имеет  $E_g^{\text{eff}} \simeq 0.05 \text{ эВ}$ , что соответствует длинноволновой границе поглощения  $\lambda_{co} = 25 \text{ мкм}$ . Расчет времени жизни по формуле (12) при использовании выражения (9) для  $\alpha$  (справедливого при  $E \gg E_0$ ) дает, что в ТСП с такими параметрами  $\tau_R = 10^{-4}[2N_i/(N_0 + P_0)] \text{ с}$ , где  $N_i = 1.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 77 \text{ К}$ . Однако в рассматриваемой ТСП встроенное поле  $E \approx E_0$ , т.е. условие сильного электрического поля нельзя считать выполненным. Расчет времени жизни по формуле (12), при подстановке в нее значения  $\alpha$ , рассчитанного численно по общей формуле (8), дает  $\tau_R = (3.6 \cdot 10^{-4})[2N_i/(N_0 + P_0)] \text{ с}$ .

В собственной ТСР время жизни достигает максимума  $\tau_{Ri} = 360$  мкс. Такое же время жизни будет и в ТСР на основе InAs с параметрами, обеспечивающими  $\lambda_{co} = 25$  мкм [4]. В несобственных невырожденных ТСР с  $P_0 \approx N_v l_a$  время излучательной рекомбинации может быть на несколько порядков меньше. Ясно, что при уменьшении  $\sigma$  (и соответствующем увеличении  $l_{ad}$ ) величина встроенного электрического поля  $E$  падает, поэтому коэффициент электропоглощения уменьшается, а туннельно-излучательное время жизни в ТСР растет и может достигать гигантских величин.

5. Рассмотрим теперь люминесценцию ТСР. Согласно (5) и (10) спектральная плотность рекомбинационного излучения равна

$$S(\omega, E_g^{\text{eff}}) = \frac{NP}{N_i^2} \frac{2\tilde{n}^2 \hbar \omega^3}{\pi^2 c^2 q E} (\hbar \omega - E_g^{\text{eff}}) \alpha(\omega) \times \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{kT}\right). \quad (13)$$

Согласно (13), спектр люминесценции представляет собой узкую линию, полушириной порядка  $kT$ , максимум которой отвечает  $\hbar \omega = E_g^{\text{eff}} + kT$ . Отсюда следует, что в отличие от туннельно-излучательного времени жизни спектральная плотность люминесценции зависит экспоненциально от величины  $E_g^{\text{eff}}$ . Как уже отмечалось, вследствие технологического разброса параметров ТСР величина  $E_g^{\text{eff}}$  изменяется от периода к периоду. Естественно предположить, что флуктуации величины  $E_g^{\text{eff}}$  подчиняются распределению Гаусса  $\mathcal{P}(E_g^{\text{eff}}) = \exp\{-(E_g^{\text{eff}} - E_{g0}^{\text{eff}})^2/2\Delta\}/\sqrt{2\pi\Delta}$  со средним значением  $E_{g0}^{\text{eff}}$  и дисперсией  $\Delta$ . Усредняя по этому распределению выражение (13), получим, что спектр люминесценции реальной ТСР можно представить в виде

$$\begin{aligned} \overline{S(\omega, E_g^{\text{eff}})} &= \int_0^{\hbar \omega} S(\omega, E_g^{\text{eff}}) \mathcal{P}(E_g^{\text{eff}}) dE_g^{\text{eff}} \\ &= \frac{NP}{N_i^2} \frac{\tilde{n}^2 \hbar \omega^3 \alpha(\omega)}{\pi^2 c^2 q E} \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{kT}\right) \left\{ (\hbar \omega - E_{g0}^{\text{eff}}) \right. \\ &\quad \times \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{\hbar \omega - E_{g0}^{\text{eff}}}{\sqrt{2\Delta}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{E_{g0}^{\text{eff}}}{\sqrt{2\Delta}}\right) \right] \\ &\quad + \sqrt{\frac{2\Delta}{\pi}} \left[ \exp\left(-\frac{(\hbar \omega - E_{g0}^{\text{eff}})^2}{2\Delta}\right) \right. \\ &\quad \left. \left. - \exp\left(-\frac{(E_{g0}^{\text{eff}})^2}{2\Delta}\right) \right] \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

где  $\operatorname{erf}(x)$  — интеграл вероятности. Отсюда видно, что при  $\Delta < kT$  полуширина спектра люминесценции примерно равна  $kT$ , а в противоположном случае полуширина спектра определяется величиной  $\Delta$ . Таким образом,

по ширине спектра люминесценции можно судить о величине разброса  $E_g^{\text{eff}}$  по периодам ТСР.

6. Итак, мы установили, что излучательное время жизни неравновесных носителей в ТСР в зависимости от ее параметров может изменяться в широких пределах и достигать огромных величин за счет пространственного разделения электронов и дырок. По этой же причине, как показывают оценки, рекомбинация Шокли–Рида в ТСР оказывается существенно подавленной. Излучательное время жизни благодаря туннельному характеру рекомбинации относительно слабо зависит от температуры. Поэтому такая ТСР является перспективной для создания фотоприемников для широкого диапазона дальнего ИК излучения. Действительно, в предыдущей работе мы показали, что ТСР на основе InSb эффективно поглощает излучение в широком диапазоне длин волн вплоть до  $25 \div 100$  мкм [1]. Мы выяснили, что спектральный максимум люминесценции отвечает энергии фотона  $\hbar \omega \simeq E_g^{\text{eff}} \ll E_g$  (рисунок) и лежит в дальней ИК области и его положение можно изменять в широких пределах, изменяя параметры ТСР. При этом излучательное время жизни в ТСР минимально, т. е. люминесценция наиболее эффективна в ТСР, параметры которой таковы, что встроенные электрические поля в ней являются сверхсильными, а концентрация дырок (или электронов) достаточно велика. Подчеркнем, что ТСР с такими параметрами, находящаяся при достаточно низкой температуре, является эффективным преобразователем теплового комнатного ( $T \simeq 300$  К) излучения в сверхдальнее ИК излучение.

The research described in this publication was made possible in part by Award #RE1-287 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

## Список литературы

- [1] В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel. ФТП, **32**, 221 (1998).
- [2] В.В. Осипов, А.Ю. Селяков. В кн.: *Тез. докл. III Всеросс. конф. по физике полупроводников* (М., ИИИС ФИАН, 1997) с. 81.
- [3] V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel. *Proc. 1997 Int. Semicond. Dev. Res. Symp.* (Charlottesville, USA, 1997) p. 277.
- [4] V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel. *Phys. St. Sol. (b)*, **205**, 32 (1998).
- [5] W. Franz. *Zs. Naturforsch.*, **13a**, 484 (1958).
- [6] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ*, **34**, 1138 (1958).
- [7] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов, В.А. Холоднов. ФТП, **14**, 939 (1980).
- [8] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. ФТП, **14**, 1186 (1980).
- [9] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. *Микроэлектроника*, **9**, 99 (1980).
- [10] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. ФТП, **15**, 1068 (1981).
- [11] J. Maserjian, F.J. Grunthaler, C.T. Elliott. *Infr. Phys.*, **30**, 27 (1990).

- [12] M. Foygel, E. Brenden, J.H. Seguin, V.V. Osipov. Phys. St. Sol. (b), **203**, 255 (1997).
- [13] W. Van Roosbroeck, W. Shockley. Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
- [14] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [15] *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира (М., Мир, 1970).

Редактор Л.В. Шаронова

## Tunneling-radiative recombination and luminescence of trapezoidal $\delta$ -doped superlattices

V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel<sup>†</sup>

Russian Science Center "ORION",  
111123 Moscow, Russia

<sup>†</sup> South Dakota School of Mines and Technology  
Rapid City, SD 57701-3995, USA

**Abstract** We study recombination in a  $\delta$ -doped superlattice, proposed by us earlier. Such superlattice can be grown on the base of one of widely used single-crystal semiconductors such as InSb, InAs, GaAs or Ge. Band diagram of the superlattice consists of a periodic set of alternating trapezoidal potential wells of  $n$ - and  $p$ -type for electrons and holes. We found an expression for the rate of radiative recombination in such trapezoidal superlattice. It is shown, that in such superlattice the radiative lifetime can reach the value of order of 1 ms and weakly depends on temperature, as a result of spatial separation of electrons and holes. The weak temperature dependence of the lifetime results from the fact that radiative recombination in the trapezoidal superlattice is determined by optical tunneling transitions of electrons from the states close to the bottom of  $n$  wells to the states close to the bottom of  $p$  wells. The expression for the luminescence spectrum of the trapezoidal superlattice is found. Maximum of this spectrum corresponds to the photon energy much less than semiconductor band gap and can lie in far infrared region. It is noted, that this superlattice can act as an effective converter of thermal radiation to superlongwave radiation.