

**ПРИРОДА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
Пороговой ПЛОТНОСТИ ТОКА  
ДЛИННОВОЛНОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ДГС  
InAsSbP/InAs и InAsSbP/InAsSb**

Айдаралиев М. Ш., Зегря Г. Г., Зотова Н. В., Карандашев С. А.,  
Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н.

Приведены теоретические и экспериментальные исследования пороговых токов InAsSbP/InAs и InAsSbP/InAsSb лазеров на основе ДГС (двойных гетероструктур) в интервале температур 4.2—150 К. В расчетах использованы точные значения интегралов перекрытия, входящих в выражение для скорости оже-рекомбинации с участием спин-орбитально отщепленной зоны (СННС-процесс), и непараболичность спектра носителей при больших значениях волнового вектора.

Показано, что в интервале 4.2—80 К имеет место межзонная излучательная рекомбинация, в то время как при более высоких температурах преобладает СННС-процесс, определяющий квантовую эффективность и температурный предел работы лазеров.

Интерес к длинноволновым лазерам ( $\lambda > 3$  мкм) обусловлен возможностью их использования в волоконно-оптических линиях связи на основе флюоритных стекол, имеющих потери на порядок более низкие ( $10^{-2}$ — $10^{-3}$  дБ/км), чем в кварцевых волокнах на длинах волн 1.3—1.55 мкм [1]. С помощью длинноволновых лазеров как элементов полупроводниковых газоанализаторов решаются также задачи охраны окружающей среды, экологического мониторинга, так как в диапазоне длин волн 2.5—5.0 мкм лежат полосы поглощения многих вредных промышленных газов [2].

Нами были созданы и исследованы инжекционные длинноволновые лазеры (в диапазоне 3—4 мкм) на основе ДГС InAsSbP/InGaAsSb для составов, близких к InAs, работающие как в импульсном, так и в непрерывном режимах до температур  $\leq 150$  К и имеющие низкие плотности пороговых токов порядка 60 А/см<sup>2</sup> при температуре 77 К [3-6]. Было также показано, что пороговые токи резко возрастают с увеличением температуры (при  $T > 77$  К) и предельные рабочие температуры лазеров  $T_i$ , выше которых исчезает генерация, весьма низки (для указанных выше соединений  $T_i \leq 150$  К). Это связано с тем, что в области высоких температур ( $T > 77$  К) доминирует безызлучательный механизм оже-рекомбинации. Температурная зависимость скорости оже-рекомбинации и определяет поведение пороговых токов при высоких температурах. Кроме того, резкое возрастание скорости оже-рекомбинации с температурой приводит к резкому уменьшению внутреннего квантового выхода лазера  $\eta_i$  и при  $T \approx 140$  К  $\eta_i \leq 2$  %.

Скорость оже-рекомбинации, как известно, очень чувствительна к зонной структуре полупроводника. Так, для бинарного соединения InAs и твердых растворов на его основе величина спин-орбитального расщепления  $\Delta$  близка к ширине запрещенной зоны  $E_g$ , причем в зависимости от состава и температуры возможны случаи  $E_g \geq \Delta$ . Следовательно, параметр  $s = (\Delta - E_g)/T$  может изменяться в широком интервале значений, включая  $s = 0$  (здесь и далее температура  $T$  измеряется в энергетических единицах). Такая особенность зонной

структуры, как будет показано далее, существенно сказывается на процессе межзонной рекомбинации неравновесных носителей.

В настоящей работе изучаются основные механизмы рекомбинации неравновесных носителей, а также парциальный вклад каждого механизма в величину пороговой плотности тока.

В ряде работ [7-9] изучалось влияние процессов оже-рекомбинации на вид температурной зависимости пороговой плотности тока  $I_{th}$  лазеров на основе InAs. Авторы указанных работ утверждают, что в интервале температур от 77 до 150 К основным механизмом рекомбинации неравновесных носителей является СНСС-оже-процесс, т. е. процесс межзонной рекомбинации электрона и дырки с возбуждением второго электрона высоко в зону на величину  $\varepsilon(k) \sim E_g$ . Как будет показано далее, такой вывод является несостоятельным. Во-первых, в этих работах были использованы приближенные выражения для интегралов перекрытия, входящие в выражения для скоростей рекомбинации, а это, как показано в [10], приводит к неправильной температурной зависимости скорости Оже. Во-вторых, в этих работах не учитывается непараболичность спектра носителей при больших значениях волнового вектора  $k$ . Учет непараболичности, как оказывается, влияет на величину показателя экспоненты в выражении для скорости оже-рекомбинации.

Таким образом, вопрос о вычислении скорости оже-рекомбинации остается актуальным.

Цель настоящей работы: а) экспериментально исследовать зависимость пороговой плотности тока  $I_{th}$  от температуры и определить предельную температуру  $T_i$  лазерных осцилляций для ДГС с активным слоем из InAs и InAsSb; б) рассчитать суммарную скорость рекомбинации неравновесных носителей в лазерных структурах в широком диапазоне температур ( $T=30 \div 140$  К) с учетом всех особенностей зонной структуры InAs и InAsSb, а также рассчитать пороговую плотность тока  $I_{th}$  как функцию температуры и сравнить вклад каждого механизма рекомбинации в суммарную скорость или, что то же самое, в суммарный ток; в) сравнить между собой экспериментальные и теоретические зависимости  $I_{th}(T)$ ; г) из сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей  $I_{th}(T)$  определить величину внутреннего квантового выхода  $\eta_i$  и исследовать его зависимость от температуры.

В работе будет показано, что основным механизмом рекомбинации неравновесных носителей в режиме лазерного возбуждения при температурах выше азотной является СННС-оже-процесс; т. е. процесс межзонной рекомбинации электрона и дырки с возбуждением второй дырки в спин-отщепленную зону.

Следует подчеркнуть, что скорость оже-рекомбинации особенно велика в узкозонных полупроводниках, у которых ширина запрещенной зоны  $E_g$  близка к энергии спин-орбитального расщепления  $\Delta$ . В этих полупроводниках оже-рекомбинация чаще всего сопровождается переходом второй дырки из тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную зону. Существенно, что для такого оже-процесса законы сохранения энергии и импульса при  $\Delta \approx E_g$  не накладывают никаких ограничений на начальную энергию рекомбинирующих частиц. Иначе обстоит дело с СНСС-оже-процессом: в результате выброса электрона высоко в зону его энергия изменяется на величину  $\geq E_g$ , а это означает, что закон сохранения импульса накладывает определенные ограничения на энергии рекомбинирующих частиц, что в конечном итоге существенно затрудняет такой процесс рекомбинации; пороговая кинетическая энергия такого процесса порядка  $E_g m_c / m_v$ .

Рекомбинация электрон-дырочной пары с переходом тяжелой дырки в легкую зону (СННЛ-процесс) требует для выполнения закона сохранения импульса большой пороговой кинетической энергии рекомбинирующих частиц порядка  $E_g$ . Это следует из того факта, что в полупроводниках с  $E_g \sim \Delta$  зона легких дырок сильно непараболична и при кинетических энергиях  $\varepsilon_i \approx \Delta$  эффективная

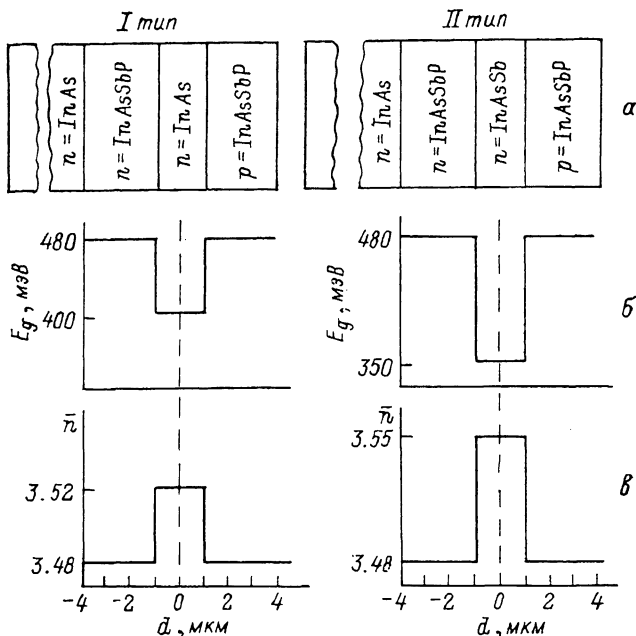


Рис. 1. Схематическое изображение ДГС лазеров I и II типов.

*a* — расположение слоев в лазерной структуре; *б* — изменение ширины запрещенной зоны  $E_g$  по толщине структуры; *в* — изменение показателя преломления  $\tilde{n}$  по толщине структуры.

масса легкой дырки  $m_l$  порядка массы тяжелой дырки  $m_h$ . Поэтому для наших структур, в которых  $\Delta \sim E_g$ , СННЛ-оже-процесс может идти только с участием фонона или примеси, которые устраняют ограничения, накладываемые законом сохранения импульса. Так как эффект непараболичности при  $\Delta \sim E_g$  сильнее сказывается на эффективной массе легкой дырки  $m_l$ , чем на эффективной массе электрона  $m_e$ , из этого следует, что скорость СНСС-оже-рекомбинации больше скорости СННЛ-оже-рекомбинации. Отметим, что СННЛ-оже-процесс доминирует в полупроводниках, в которых  $\Delta \gg E_g$ .

Итак, в дальнейшем мы будем интересоваться тремя основными механизмами рекомбинации неравновесных носителей: излучательной, которая характеризуется скоростью  $G^{ph}$ , и двумя процессами Оже: СННС и СНСС, которые характеризуются скоростями  $G^{CHNS}$  и  $G^{CHSS}$ .

В данной работе исследовались температурные особенности стимулированного излучения при инжекции носителей тока через  $p$ - $n$ -переход в двойных гетероструктурах двух типов: I — с активными областями из  $n$ -InAs и II — из  $n$ -InAs<sub>0.93</sub>Sb<sub>0.07</sub>, в которых близки величины  $E_g$  и  $\Delta$ . Ограничивающими слоями служили четверные твердые растворы InAs<sub>0.74</sub>Sb<sub>0.08</sub>P<sub>0.18</sub>  $n$ - и  $p$ -типа.

ДГС создавались методом ЖФЭ, на подложках —  $n$ -InAs (III). Слой  $n$ -типа специально не легировались и имели концентрацию носителей  $\approx 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Слой  $p$ -типа легировались цинком до концентрации дырок  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Периоды решеток на гетерогранице между активным и ограничивающим слоями  $\Delta a/a$  отличались менее чем на  $10^{-3}$ . Разница в ширине запрещенной зоны и в показателе преломления между активным и ограничивающим слоями составляла соответственно для I типа структур 80 и 0.03 мэВ и для II типа — 130 и 0.07 мэВ (рис. 1). Толщина активного слоя была  $\sim 2$ , ограничивающих слоев — 3–4 мкм. Исследовались лазеры с широким контактом размерами  $200 \times 600$  мкм.

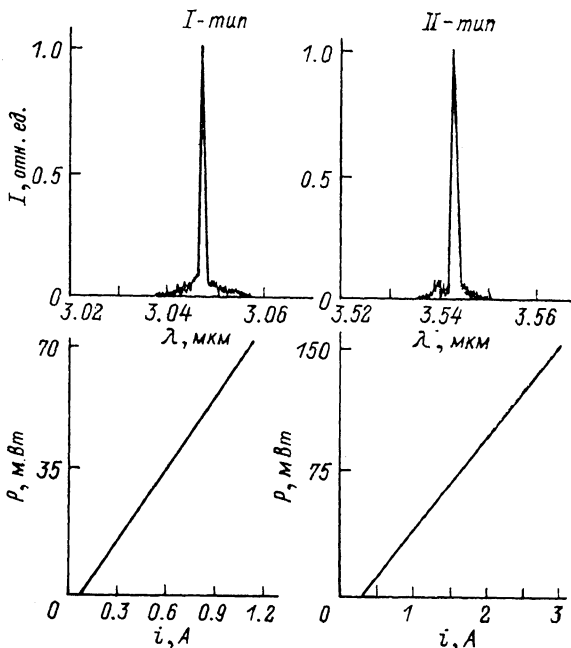


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения и ватт-амперные характеристики ДГС лазеров I и II типов в импульсном режиме при 77 К.

Измерения проводились как в непрерывном, так и в импульсном режимах с длительностью импульса 500 нс и частотой следования 500 Гц. Излучение детектировалось охлаждаемым фотосопротивлением из InSb и исследовалось в интервале температур 4.2—200 К. Получение и некоторые характеристики таких приборов описаны в [3-6].

Лазерные спектры и зависимости мощности излучения от тока для обоих типов лазерных структур приведены на рис. 2.

Для обеих структур наблюдался непрерывный режим генерации с плотностями пороговых токов соответственно 100 и 130 А/см<sup>2</sup> при 77 К. Для импульсного питания минимальные плотности пороговых токов были 64 и 87 А/см<sup>2</sup> при 77 К.

Режим лазерных осцилляций осуществлялся в интервале температур 4.2—150 и 4.2—140 К для I и II типов соответственно.

Температурные зависимости плотности порогового тока и энергии основной моды лазерного излучения приведены на рис. 3. Видно резкое возрастание плотности порогового тока с увеличением температуры. Энергия пика лазерного излучения изменяется с температурой в соответствии с температурным изменением ширины запрещенной зоны материала активной области.

Рассмотрим кратко вопрос о температурной зависимости пороговой концентрации неравновесных электронов и дырок.

Как уже отмечалось выше, мы будем рассматривать двойной гетеропереход с активной областью толщиной  $d$ . При высоких уровнях инжекции, когда концентрация неравновесных электронов и дырок  $p$  много больше  $N_D$  и  $N_A$  (где  $N_D$  и  $N_A$  — концентрации доноров и акцепторов), выполняется условие квазинейтральности

$$n = p, \quad (1)$$

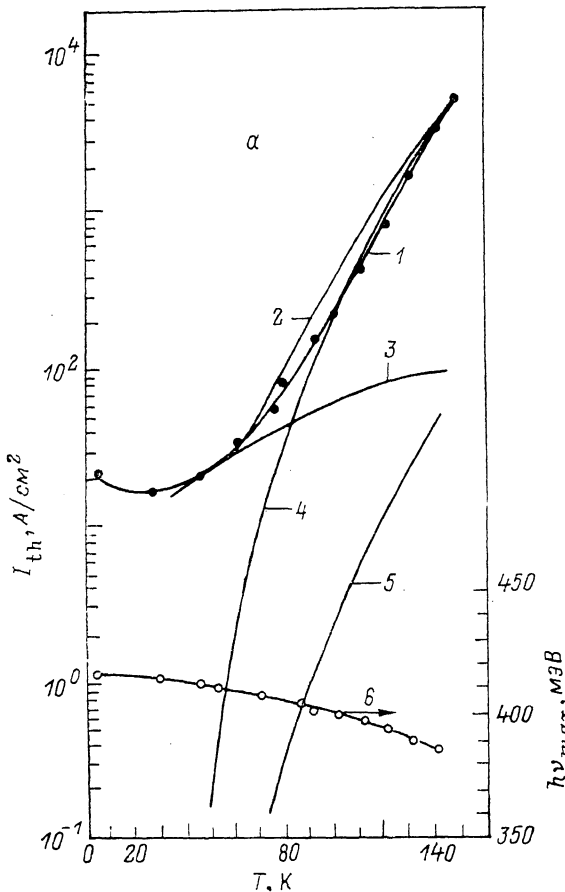


Рис. 3. Температурные зависимости плотности порогового тока (1—5) и энергии лазерного пика (6) ДГС лазеров I (а) и II (б) типов.

1 — эксперимент; 2 — расчет; 3—5 — составляющие, обусловленные излучательной рекомбинацией, СННС- и СНСГ-процессами соответственно.

где

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} F_c \right)^{3/2},$$

$$p = N_v p \frac{F_h}{T} = 2 \left( \frac{T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\frac{F_h}{T}} (m_h^{3/2} + m_l^{3/2}).$$

С учетом явного вида  $n$  и  $p$  (1) можно переписать в виде

$$\frac{2}{3} \frac{F_c}{T} e^{-\frac{2}{3} \frac{F_h}{T}} = \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/3} \left[ \left( \frac{m_h}{m_c} \right)^{3/2} + \left( \frac{m_l}{m_c} \right)^{3/2} \right]^{1/3}. \quad (2)$$

Согласно [11], выразим  $F_h$  через  $F_c$ , воспользовавшись условием для порога генерации:

$$g = G(f_h + f_c - 1) \cong G \frac{n}{N_v} \frac{F_c + F_h}{T} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} + \alpha_{in}. \quad (3)$$

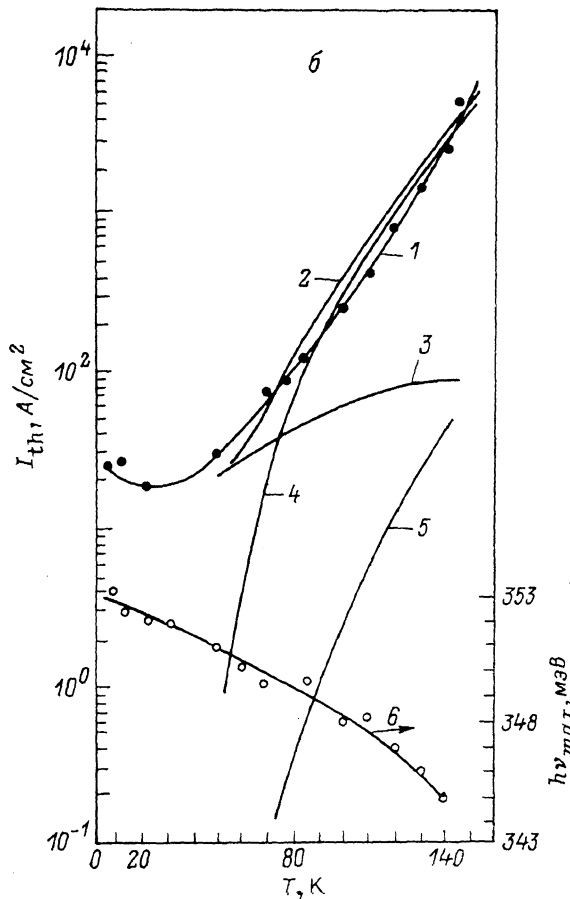


Рис. 3 (продолжение).

Здесь  $g$  — коэффициент усиления света;  $f_c$  и  $f_h$  — функции распределения электронов и дырок, проинтегрированные по энергии;  $G$  — коэффициент поглощения света в активной области в отсутствие инжекции;  $L$  — расстояние между зеркалами резонатора,  $R$  — коэффициент отражения по мощности;  $\alpha_{in}$  — внутренние потери.

Как показано в [11], из условия (3) удобно выразить  $F_h$  через  $F_c$  и подставить в (2):

$$\frac{2}{3} \frac{F_c}{T} e^{\frac{2}{3} \frac{F_c}{T}} = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} \left[ \left(\frac{m_h}{m_c}\right)^{3/2} + \left(\frac{m_l}{m_c}\right)^{3/2} \right]^{2/3} \exp \left[ \frac{2}{3} \frac{N_v}{n} \left( \frac{1}{LG} \ln \frac{1}{R} + \frac{\alpha_{in}}{G} \right) \right]. \quad (4)$$

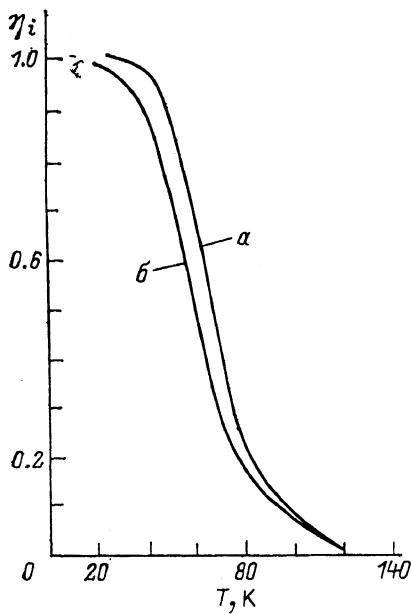
Отметим, что при реальных параметрах лазера показатель экспоненты в правой части (4) много меньше единицы, т. е.

$$\frac{2}{3} \frac{N_v}{n} \left( \frac{1}{LG} \ln \frac{1}{R} + \frac{\alpha_{in}}{G} \right) \ll 1.$$

Следовательно, (4) принимает вид [11]

$$\frac{2}{3} \frac{F_c}{T} e^{\frac{2}{3} \frac{F_c}{T}} = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/2} \left[ \left(\frac{m_h}{m_c}\right)^{3/2} + \left(\frac{m_l}{m_c}\right)^{3/2} \right]^{2/3} = \text{const.} \quad (5)$$

Рис. 4. Температурная зависимость внутреннего квантового выхода для ДГС I (а) и II (б) типов.



Итак, из (5) следует, что вблизи порога генерации отношение квазиуровня Ферми электронов (дырок) к температуре есть величина постоянная [11]:

$$\frac{F_c}{T} = \bar{F}_c^{th} = \text{const.} \quad (6)$$

Обратим внимание на следующий факт: константа  $\bar{F}_c^{th}$  зависит, как следует из (5), только от отношения масс дырок ( $m_h$  и  $m_l$ ) к массе электрона  $m_c$ , т. е.  $\bar{F}_c^{th}$  определяется только параметрами полупроводника активной области. Существующие потери, как внутренние, так и потери на излучение, не влияют на величину  $\bar{F}_c^{th}$ . Например, потери на излучение  $L^{-1} \ln R^{-1}$  порядка  $30 \text{ см}^{-1}$  [12]. Если взять суммарные потери на порядок больше, т. е. порядка  $300 \text{ см}^{-1}$ ,

то величина  $\bar{F}_c^{th}$  изменится на доли процента. Таким образом, согласно (6), на пороге генерации концентрация электронов (дырок) изменяется с температурой по закону<sup>1</sup>

$$n^{th} = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} \bar{F}_c^{th} \right) T^{3/2}. \quad (7)$$

(Для InAs  $\bar{F}_c^{th} \approx 2.98$ ).

Используя уравнение непрерывности и учитывая все три механизма рекомбинации, для плотности тока в активной области находим

$$\frac{I}{ed} = G^{ph}(T, n) + G^{CHSC}(T, n) + G^{CHSH}(T, n). \quad (8)$$

Скорость излучательной рекомбинации удобно представить в виде

$$G^{ph} = \gamma_{ph}(T) np \equiv \gamma_{ph} n^2, \quad (9)$$

где  $\gamma_{ph}$  — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. В работе [11] в рамках четырехзонной модели Кейна был вычислен коэффициент  $\gamma_{ph}$ :

$$\gamma_{ph} = \left( \frac{2\pi}{m_c T} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\epsilon_\infty} E_g^2}{c^3} \frac{e^2 \hbar}{m_c} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}}{m_h^{3/2} + m_l^{3/2}}. \quad (10)$$

Здесь

$$\frac{1}{\mu_l} = \frac{1}{m_l} + \frac{1}{m_c}; \quad \frac{1}{\mu_h} = \frac{1}{m_h} + \frac{1}{m_c},$$

где  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона. Следует обратить внимание на зависимость  $\gamma_{ph}$  от температуры:  $\gamma_{ph} \propto T^{-3/2}$ . Тогда легко понять, что скорость излучательной рекомбинации  $G^{ph} = \gamma_{ph} n^2 \propto T^{3/2}$ . Поэтому в широкозонных полупроводниках типа GaAs, где процессы оже-рекомбина-

<sup>1</sup> Мы пренебрегаем поправками порядка  $(T/F_c)^2 \ll 1$ .

где не важны, пороговая плотность тока зависит от температуры степенным образом и  $I_{th} \propto T^{3/2}$  [11].

Согласно (8)–(10), вклад, который дает излучательный механизм рекомбинации в пороговую плотность тока, равен [11]

$$I_{th}^{ph} = I_0^{ph} \left( \frac{T}{E_g} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

где

$$I_0^{ph} = \left( \frac{4}{3\pi} \right)^2 \left( \frac{2m_e \varepsilon_\infty E_g^7}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e^3 d}{\hbar^5 c^3} (\bar{F}_c^{th})^3 \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_i^{3/2}}{m_h^{3/2} + m_i^{3/2}}. \quad (12)$$

(Для InAs  $I_0^{ph} = 41.13$  А/см<sup>2</sup>).

Переходим к анализу выражений для скоростей оже-рекомбинации. Рассмотрим СНСС-оже-процесс. Для случая вырожденных электронов и невырожденных дырок скорость такого процесса  $G^{CHCC}$  была вычислена в [13]. Введем коэффициент оже-рекомбинации  $R^{CHCC}$ , который связан со скоростью выражением

$$G^{CHCC} = R_A^{CHCC} n^2 p, \quad (13)$$

где коэффициент  $R_A^{CHCC}$  равен

$$R_A^{CHCC} = \frac{24 (\pi)^{3/2} \hbar^3 e^4}{x^2 (m_e T E_g^5)^{1/2} (m_h^{3/2} + m_i^{3/2})} \frac{\mathcal{F}_{3/2} \left( \frac{F_c}{T} \right)}{\mathcal{F}_{1/2} \left( \frac{F_c}{T} \right)} \left( \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \right)^{3/2} \left( \frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{E_g - \varepsilon_{3T}}{T} \right). \quad (14)$$

Здесь

$$\varepsilon_{3T} = E_g + \frac{\hbar^2 k_{3T}^2}{2m_h} \left( 1 + \frac{2m_e}{m_h} \right)^{-1}; \quad k_{3T}^2 = \frac{2m_e E_g}{\hbar^2} \frac{2E_g + \Delta}{E_g + \Delta} \frac{3E_g + 2\Delta}{3E_g + \Delta}$$

— пороговые значения энергии и волнового вектора возбужденного электрона,  $x$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $\mathcal{F}_{1/2} (F_c/T)$ ,  $\mathcal{F}_{3/2} (F_c/T)$  — интегралы Ферми.

Таким образом, вклад в пороговую плотность тока, обусловленный безызлучательным механизмом рекомбинации СНСС, равен

$$I_{th}^{CHCC} = ed R_{A, th}^{CHCC} (T) n_{th}^3 \equiv I_0^{CHCC} \left( \frac{T}{E_g} \right)^4 \exp \left[ - \frac{\hbar^2 k_{3T}^2}{2m_h} \left( 1 + 2 \frac{m_e}{m_h} \right)^{-1} \right], \quad (15)$$

где

$$I_0^{CHCC} = \frac{128}{9\pi^3} \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{dm_e^3 e^5 E_g^{3/2}}{x^2 \hbar^6 (m_h^{3/2} + m_i^{3/2})} (\bar{F}_c^{th})^{3/2} \frac{\mathcal{F}_{3/2} (\bar{F}_c^{th})}{\mathcal{F}_{1/2} (\bar{F}_c^{th})} \left( \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \right)^{3/2} \left( \frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Следует обратить внимание на следующий факт: как и в случае невырожденных носителей, коэффициент оже-рекомбинации  $R_{th}^{CHCC}$  в режиме генерации, согласно (14) и (15), не зависит от концентрации неравновесных носителей.

Аналогично рассмотрим процесс оже-рекомбинации СННС. Как было отмечено в [14, 15], в полупроводниках, в которых  $E_g \sim \Delta$ , этот процесс рекомбинации имеет наибольшую скорость при высокой концентрации неравновесных носителей. Воспользовавшись результатами работы [14], представим скорость оже-рекомбинации  $G^{CHNS}$  в виде



$$G^{\text{CHNS}} = C \int_0^\infty z^6 dz \int_0^\infty \frac{y^8 dy}{(y^2 + a_0^2)^2} \int_0^\infty dx^2 \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - \mu^2) d\mu}{x^2 + y^2 = 2x\mu} \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - \mu_1)^2 d\mu_1}{y^2 + z^2 + 2yz\mu_1} \times$$

$$\times \frac{x^3 \exp \left[ \frac{m_{s0}}{m_c} \left( x^2 - \frac{m_c}{m_{s0}} z^2 \right) \right]}{\left[ 1 + \exp \left( \frac{m_{s0}}{m_c} x^2 - \tilde{F}_c^{\text{th}} \right) \right]} \delta \left\{ x^2 + \frac{m_c}{m_{s0}} \frac{E_g - \Delta}{T} - \frac{m_c}{m_{s0}} z^2 + \frac{m_c}{m_h} \times \right.$$

$$\left. \times [2y^2 + x^2 + z^2 + 2yz\mu_1 - 2xy\mu] \right\} \exp \left( \frac{E_g - \Delta}{T} \right) \equiv CI(T). \quad (17)$$

Здесь

$$C = \frac{36\sqrt{2}}{\pi^3} \frac{e^4}{\hbar^8} \frac{m_{s0}^5 T^{9/2}}{x^2 E_g \Delta^2} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \exp \left( -\frac{2F_h}{T} \right); \quad a_0^2 = \frac{\hbar^2 r_D^2}{2m_{s0} T}; \quad x = \frac{\hbar k_p}{\sqrt{2m_{s0} T}};$$

$$y = \frac{\hbar(k_1 - k_{s0})}{\sqrt{2m_{s0} T}}; \quad z = \frac{\hbar k_{s0}}{\sqrt{2m_{s0} T}},$$

где  $r_D = [\pi \times \hbar^2 / (4e^2 m_h k_F)]^{-1/2}$  — дебаевский радиус экранирования вырожденных электронов;  $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$  — фермиевский волновой вектор;  $k_1$ ,  $k_i$  и  $k_{s0}$  — волновые векторы тяжелой дырки, электрона и дырки в  $so$ -зоне;  $m_{s0}$  — эффективная масса дырки в  $so$ -зоне. В дальнейшем для вычисления  $G^{\text{CHNS}}$  удобно выделять случаи  $\tilde{S} = (\Delta - E_g)/T > 0$  и  $\tilde{S} < 0$ . Проинтегрировав в (17) по  $x$  с помощью  $\delta$ -функции, находим

$$G^{\text{CHNS}} = R_A^{\text{CHNS}} p^2 n, \quad (18)$$

где

$$R_A^{\text{CHNS}} = \frac{576\pi\sqrt{\pi}}{\mathcal{F}_{1/2}(F_c/T)} \left( \frac{m_{s0}}{m_c} \right)^{3/2} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{m_{s0} e^4 \hbar^8}{x^2 E_g \Delta^2 (2m_h^{3/2} + m_l^{3/2})^2} I_{S \geq}(T). \quad (19)$$

Здесь  $I_{S >}$  (для  $S > 0$ ) получается из выражения для  $I(T)$  [формула (14)] заменой  $x$  на  $p$ , где

$$p = \frac{My\mu}{1+M} \pm \{ (My\mu)^2 + (1+M)[mS + z^2(m-M) - 2My(y+z\mu_1)] \}^{1/2} (1+M)^{-1},$$

$$M = \frac{m_c}{m_h}; \quad m = \frac{m_c}{m_{s0}}. \quad (20)$$

В случае  $S < 0$  [ $(E_g - \Delta)/T = \tilde{S} > 0$ ] величина  $I_{S <}$  получается из  $I(T)$  заменой  $x$  на  $\tilde{p}$ , где  $\tilde{p}$  получается из (20) заменой  $S$  на  $\tilde{S}$ . Для  $E_g > \Delta$  существует пороговое значение для  $Z$ , т. е.  $Z$  не может быть сколь угодно малым. Это есть следствие закона сохранения энергии и импульса. При малых значениях  $y \rightarrow 0$  пороговое значение  $z$  равно  $z_{\text{th}} = \tilde{S}^{1/2}$ . Как следует из выражения для  $\tilde{p}$ , при  $z = z_{\text{th}}$  и  $y \rightarrow 0$   $\tilde{p} = 0$ . Следовательно, выражение для скорости  $G^{\text{CHNS}}$  имеет смысл для значений  $z > z_{\text{th}}$ . Вклад данного механизма оже-рекомбинации в пороговую плотность тока равен

$$I_{\text{th}}^{\text{CHNS}} = edR_{A, \text{th}}^{\text{CHNS}} n_{\text{th}}^3 \equiv I_0^{\text{CHNS}} \left( \frac{T}{E_g} \right)^{9/2} I_{S \geq}(T), \quad (21)$$

где

$$I_0^{\text{CHNS}} = \frac{256(2\pi)^{1/2}}{3\pi^3} \frac{m_{s0}^5 E_g^{7/2} de^5 m_c^3}{\hbar^8 x^2 \Delta^2 (m_h^{3/2} + m_l^{3/2})^2} \frac{(\tilde{F}_c^{\text{th}})^{9/2}}{\mathcal{F}_{1/2}(\tilde{F}_c^{\text{th}})} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta}.$$

Итак, для суммарной пороговой плотности, согласно (14), (15) и (21), имеет место

$$I_{th}(T) = I_0^{ph} \left( \frac{T}{E_g} \right)^{3/2} + I_0^{CHCC} \left( \frac{T}{E_g} \right)^4 \exp \left[ -\frac{\hbar^2 k_{3T}^2}{2m_h} \left( 1 + \frac{2m_e}{m_h} \right)^{-1} \right] + I_0^{CHNS} \left( \frac{T}{E_g} \right)^{3/2} I_{S \approx}(T). \quad (22)$$

Выше мы показали, что в режиме генерации коэффициент оже-рекомбинации  $R_A^{CHCC}$  не зависит от концентрации неравновесных носителей. Покажем, что коэффициент оже  $R_A^{CHNS}$  также не зависит от концентрации [в выражении для  $R_A^{CHNS}$ , согласно (17) и (19), концентрация входит через  $r_D$ ]. Для этого обсудим роль экранировки дырками [см. выражение для  $R_A^{CHNS}$  (19)]. Переданный импульс  $\hbar k$  в рассмотренном процессе оже-рекомбинации CHNS зависит от величины параметра  $S$ . Для  $|S| \gg 1$  переданный импульс равен  $\hbar k \approx \approx [m_{so}(E_g - \Delta)/2]^{1/2}$ ; когда  $E_g$  и  $\Delta$  близки, так что  $|S| \lesssim 1$ ,  $\hbar k \approx \sqrt{2m_{so}T}$ . Известно, что экранировка незначительна, если  $r_D k > 1$ , где дебаевский радиус экранирования  $r_D$  для невырожденных дырок равен  $r_D = [\chi T / (4\pi p e^2)]^{1/2}$ . Легко видеть, что при температурах, удовлетворяющих неравенству  $T > > \hbar \omega_p^0$ , где  $\omega_p^0 = [2\pi p e^2 / (m_{so} \chi)]$ , даже при  $S=0$ , когда переданный импульс минимален, экранировка не играет роли, так как  $r_D k > 1$ . (Например, при  $T=77$  К  $r_D k \approx 1.6$ ). Следовательно, в выражении для  $I$  можно пренебрегать величиной  $a_0$ .

Имея явные выражения для скоростей рекомбинации неравновесных носителей, можно вычислить внутренний квантовый выход  $\eta_i$ :

$$\eta_i = \gamma_{ph} [\gamma_{ph} + n_{th} (R_A^{CHCC} + R_A^{CHNS})]^{-1}. \quad (23)$$

Зависимость  $\eta_i$  от температуры для обеих лазерных структур представлена на рис. 4, из которого видно, что, начиная с температур порядка 77 К,  $\eta_i$  резко падает и при  $T \approx 140$  К достигает величины порядка 2 %. Следовательно, при температурах выше 140 К в этих структурах генерация маловероятна.

На рис. 3, а представлена зависимость пороговой плотности тока от температуры для гетеролазера с активной областью из InAs для случая  $S < 0$ . Сплошные кривые 3—5 соответствуют трем механизмам рекомбинации (излучательной — кривая 3, CHCC — кривая 4 и CHNS — кривая 5), дающим вклад в пороговую плотность тока согласно выражению (22). На этом же рисунке представлена суммарная кривая зависимости  $I_{th}$  от температуры, точки на кривой соответствуют экспериментальным данным. Из представленных кривых 3—5 следует, что при низких температурах ( $T < 70$  К) основным механизмом рекомбинации неравновесных носителей излучательный. При  $T > 50$  К начинают проявляться безызлучательные механизмы рекомбинации CHCC и CHNS, причем при  $T > 77$  К CHNS-механизм оже-рекомбинации является доминирующим (рис. 3, а, кривая 3). Отметим, что в интервале температур от 77 и до 140 К скорость оже-рекомбинации  $G^{CHNS}$  существенно преобладает над скоростью  $G^{CHCC}$ . Это понятно, так как в этом интервале температур параметр  $|S| \lesssim 1$ , следовательно, для оже-процесса, как уже отмечалось выше, закон сохранения энергии и импульса не накладывает практически никаких ограничений на начальную энергию рекомбинирующих частиц. Однако для CHCC оже-процесса пороговая энергия велика (порядка  $E_g m_c / m_h$ ), что существенно затрудняет этот процесс рекомбинации.

На рис. 3, б представлена зависимость  $I_{th}$  от температуры для гетеролазера II типа (активная область из  $n$ -InAsSb); ему соответствует случай  $S > 0$ . Здесь те же обозначения, что и на рис. 3, а. Поведение  $I_{th}$  как функции температуры такое же, как и в случае  $S < 0$ . Как видно из рис. 3, а, б, для зависимости  $I_{th}$  от температуры следует хорошее согласие теоретической кривой [рассчитанное по формуле (22)] с экспериментальной.

В заключение сделаем одно замечание: при расчете скоростей оже-рекомбинации ингорировалось наличие гетерограницы. Такой подход недостаточно последователен. Вопросу влияния гетерограницы на величину скорости оже-рекомбинации будет посвящена отдельная работа.

#### Список литературы

- [1] Lucas J. // *Infr. Phys.* 1985. V. 25. N 1-2. P. 277—281.
- [2] Herzberg G. // *Molecular and Molecular Structure. II.* van Nostrand, 1945. V. 9. P. 306—310.
- [3] Айдаралиев М. Ш., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талакин Г. Н. // *Письма ЖТФ.* 1987. Т. 13. В. 9. С. 563—565.
- [4] Айдаралиев М. Ш., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талакин Г. Н. // *Письма ЖТФ.* 1988. Т. 14. В. 17. С. 1617—1621.
- [5] Айдаралиев М. Ш., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талакин Г. Н. // *Письма ЖТФ.* 1989. Т. 15. В. 15. С. 49—52.
- [6] Aydaraliev M., Zotova N. V., Karandashov S. A., Matveev B. A., Stus' N. M., Talalakin G. N. // *Phys. St. Sol. (a).* 1989. V. 115. P. K117.
- [7] Sugimura A. // *IEEE J. Quant. Electron.* 1982. QE-18. P. 382.
- [8] Takeshima M. // *J. Appl. Phys.* 1978. V. 49 (12). P. 6116—6123.
- [9] Horikoshi Y. // *Semicond. a. Semimet.* 1985. V. 22. P. 123—124.
- [10] Гельмонт Б. Л. // *ЖЭТФ.* 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.
- [11] Гельмонт Б. Л., Зегря Г. Г. // *ФТП.* 1991. Т. 25. В. 11. С. 2019—2023.
- [12] Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах.* М., 1978. 364 с.
- [13] Гельмонт Б. Л., Соколова З. И. // *ФТП.* 1982. Т. 16. В. 9. С. 1670—1672.
- [14] Гельмонт Б. Л., Соколова З. И., Халфин В. Б. // *ФТП.* 1984. Т. 18. В. 10. С. 1803—1807.
- [15] Андаспаева А. А., Баранов А. И., Гельмонт Б. Л., Джуртанов Б. Е., Зегря Г. Г., Именков А. Н., Яковлев Ю. П., Ястребов С. Г. // *ФТП.* 1991. Т. 25. В. 3. С. 394—401.

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

Поступила 10.06.1991  
Принята к печати 18.07.1991