

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКЕ РАДИАЦИОННО МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИ ОДНОРОДНЫХ НЕЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ GaAs

Исследовано влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, созданных на основе радиационно модифицированных кристаллов GaAs n-типа с высокой оптической однородностью.

Увеличение порога генерации и снижение мощности полупроводниковых лазеров происходит за счет поглощения излучения свободными носителями заряда (что считается принципиально неустраняемыми потерями), при дифракции излучения на краях образца, при рассеянии и поглощении на оптических неоднородностях (устраняемые потери). Поэтому исследование нелегированных оптически однородных кристаллов для создания лазеров на их основе важно и актуально.

В настоящей работе для изучения механизмов генерации и выбора оптимальных свойств активной среды полупроводниковых лазеров с электронной накачкой исследовались слои GaAs, облученные гамма-квантами в процессе эпитаксии [1], что создавало более равновесные условия кристаллизации слоев GaAs и, тем самым, уменьшало число комплексов «вакансия — атом примеси». Это заметно улучшило оптическую однородность и морфологию поверхности слоев GaAs. При облучении гамма-квантами отсутствовали ступени роста, наблюдавшиеся в случае эпитаксии без облучения, что в свою очередь способствовало уменьшению потерь лазерного излучения на микрон неоднородностях поверхности образцов.

Выращенные слои подвергались облучению быстрыми электронами в малых дозах (до $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) с энергией около 2,3 МэВ. При этом выведение свободных носителей заряда из материала образцов происходило по закону [1]

$$N = N_0 \exp(-K_u \Phi_e), \quad (1)$$

где N_0 , N — концентрация носителей заряда до и после облучения образцов, соответственно;

K_u — коэффициент, характеризующий скорость выведения носителей заряда;

Φ_e — поток облучения электронами.

Выведение свободных носителей заряда при облучении образцов приводит к снижению их концент-

рации и, следовательно, к уменьшению поглощения ими излучения, т. е. потери лазерного излучения и порог генерации понижаются, а мощность активной среды растет.

Образцы GaAs n-типа проводимости, на которых исследовалось влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, имели высокую степень оптической однородности: флуктуации показателя преломления Δn составили 10^{-4} — 10^{-3} , что соответствовало флуктуациям концентрации носителей заряда $\Delta N = 10^{15}$ — 10^{16} см^{-3} [2, 3]. Исследования проводились по стандартной методике на высоковакуумной установке с энергией электронного пучка $E_0 = 50 \text{ кэВ}$, импульсом длительностью 10 нс, частотой повторения 100 Гц, при диаметре электронного пучка 0,8 мм, длине резонатора $L \approx 0,8 \text{ мм}$ и его толщине 0,1 мм [4]. Использовались зеркала оптического резонатора, созданные методом скола. Исследовался лазер с поперечной накачкой (рис. 1).

В процессе исследований были получены спектры излучения, представленные на рис. 2. Здесь видно, что излучение лазера сдвинуто в длинноволновую область спектра относительно запрещенной зоны E_g . Выявлена тонкая структура спектров лазерного излучения — линии $E1$ и $E2$ на расстоянии 2—4 мэВ друг от друга при 80 К и 8—10 мэВ при 300 К, которые смещались в длинноволновую область с возрастанием температуры со скоростью $\Delta E/\Delta T$, близкой

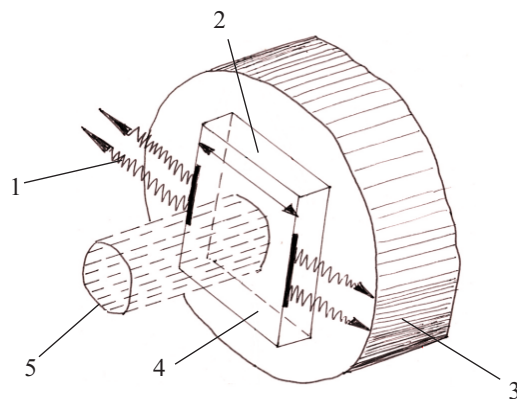


Рис. 1. Схема возбуждения полупроводникового лазера пучком электронов с поперечной накачкой:
1 — когерентное излучение; 2 — резонатор; 3 — подложка;
4 — кристалл; 5 — пучок электронов

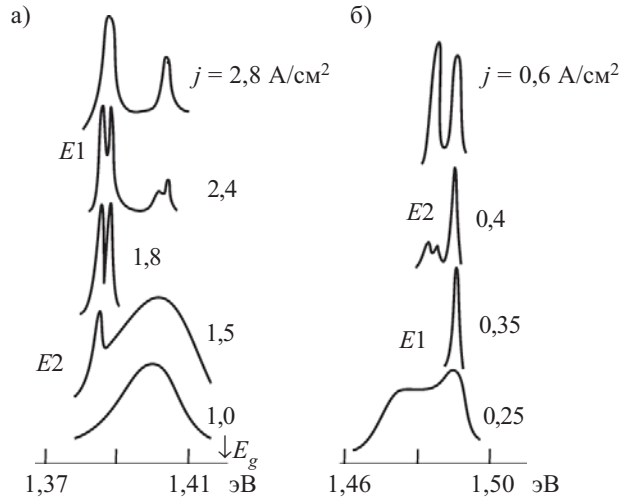


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения полупроводникового лазера на основе оптически однородного ($\Delta n \approx 10^{-4}$) кристалла GaAs n -типа с $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для различных значений плотности тока возбуждения j (в $\text{A}/\text{см}^2$) при 300 К (а) и 80 К (б)

к температурному изменению ширины запрещенной зоны E_g . Вблизи порога генерации излучение в этих линиях оказалось поляризованным: в $E1$ вектор электрического поля совпадал с плоскостью резонатора (TE -поляризация), а в $E2$ был ей перпендикулярен (TM -поляризация). Пороговая плотность тока $j_{\text{пор}}$ с возрастанием температуры изменялась по закону $j_{\text{пор}} \sim T^{3/2}$, что характерно для межзонных переходов. Смещение спектров в длинноволновую область говорит о том, что при больших значениях накачки происходит сужение запрещенной зоны кристалла за счет обменного и корреляционного взаимодействия неравновесных носителей заряда, плотность которых близка к вырождению. С учетом этого сужения были рассчитаны коэффициенты усиления G и спектральная скорость рекомбинации r_{cn}^v — с учетом правила отбора по импульсу (рис. 3, 4). При этом использовались известные соотношения [5]:

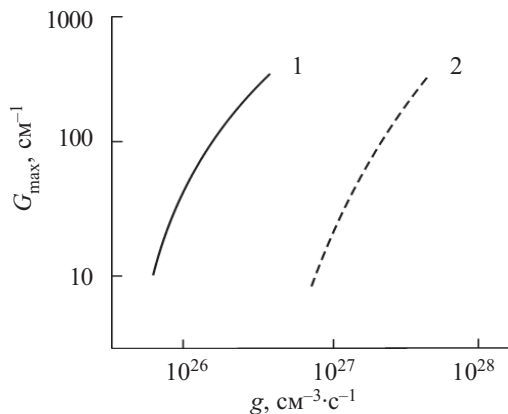


Рис. 3. Зависимости максимального коэффициента усиления G_{max} от скорости генерации g неравновесных носителей для межзонных переходов при 80 К (1) и 300 К (2)

$$r_{cn}^v = \frac{8\pi n v^2}{c^2} \alpha f_e(E_c) f_h(E_v), \quad (2)$$

$$G = \alpha [f_e(E_c) + f_h(E_v) - 1], \quad (3)$$

где n, α — показатель преломления и коэффициент поглощения, соответственно;
 c — скорость света;
 $f_e(E_c), f_h(E_v)$ — функции распределения соответственно электронов и дырок в параболических зонах;
 E_c, E_v — зона проводимости и валентная зона, соответственно.

Следствием межчастичного взаимодействия, как упоминалось выше, является возникновение обменной ($E_{\text{обм}}$) и корреляционной ($E_{\text{корр}}$) энергии, на суммарную величину которых понижается энергия основного состояния электронно-дырочной пары. (Обычная зонная теория, построенная на одноэлектронном приближении, эти эффекты не учитывает). В соответствии с развитыми представлениями эту величину можно рассчитать по формуле [6]

$$\Delta E(\Delta N) = E_{\text{обм}}^e + E_{\text{обм}}^h + E_{\text{корр}}^e + E_{\text{корр}}^h. \quad (4)$$

Для нахождения обменной энергии использовалось приближение Хартри–Фока, которое учитывает взаимодействие однотипных частиц с параллельными спинами [6]

$$E_{\text{обм}}^{e,h} = -\frac{3}{4} \frac{e^2}{\pi \epsilon} P_F \approx -0,8 \frac{e^2}{\epsilon} \Delta N^{1/3}, \quad (5)$$

где P_F — квазиимпульс носителя на поверхности Ферми, $P_F = (3\pi^2 \Delta N)^{1/3}$;
 e — заряд электрона;
 ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Для нахождения корреляционной энергии, учитывающей взаимодействие частиц с антипараллельными

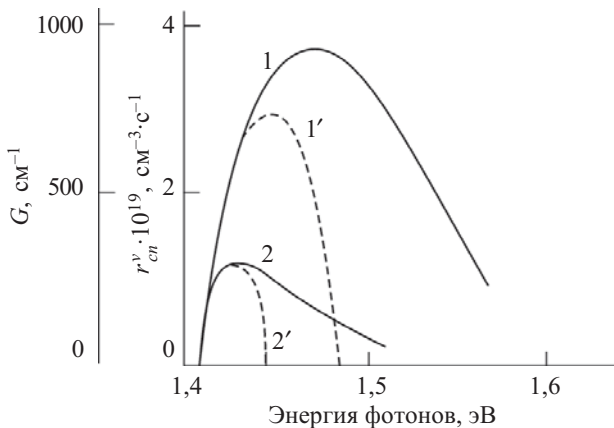


Рис. 4. Спектральные зависимости скорости рекомбинации r_{cn}^v (1, 2) и коэффициента оптического усиления G (1', 2') для межзонных переходов свободных носителей в зону тяжелых (1, 1') и легких (2, 2') дырок в GaAs при 300 К и $N_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Результаты расчетов параметров излучения лазеров при 80 и 300 К

T, K	$\Delta N_{\text{пор}}, \text{см}^{-3}$	$R_{\text{пор}}, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$j_{\text{пор}}, \text{А/см}^2$	$B_{33}, \text{см}^3/\text{с}$	$g, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
80	$2,08 \cdot 10^{17}$	$5,4 \cdot 10^{25}$	0,52	$1,25 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{26}$
300	$1,33 \cdot 10^{18}$	$3,6 \cdot 10^{26}$	3,24	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{26}$

ми спинами, используем интерполяционную формулу Вигнера [7]:

$$E_{\text{корр}}^{e,h} = \frac{0,88}{r/a_B + 7,8 \, 2\epsilon a_B} e^2, \quad (6)$$

где r — расстояние между частицами;
 a_B — боровский радиус электрона или дырки.

В стационарных условиях скорость рекомбинации R равна скорости генерации пар g , которая связана с плотностью тока j соотношением

$$g/\beta = (1-\sigma)E_0 j / (3E_g x_0 e),$$

где β — внутренний квантовый выход излучения;
 $(1-\sigma)=0,75$ — коэффициент, учитывающий вторичную электронную эмиссию;
 x_0 — глубина проникновения электронов.

Поскольку типичные значения коэффициента усиления G в лазерах данного типа составляют 30—100 см^{-1} , для сопоставления расчетов с экспериментом скорость рекомбинации $R = \int r_{cn}^v dv$ рассчитывалась для $G=40 \text{ см}^{-1}$ и $\beta=1$. Результаты расчета пороговых значений величин $\Delta N_{\text{пор}}, R_{\text{пор}}, j_{\text{пор}}$ при 80 и 300 К, коэффициента межзонной излучательной рекомбинации $B_{33} = R_{\text{пор}} / (\Delta N_{\text{пор}})^2$ и скорости генерации g для $j = 1 \text{ А/см}^2$ приведены в **таблице**.

Следует отметить, что величина B_{33} может быть также рассчитана с использованием силы осциллятора F для межзонных переходов по формуле

$$B_{33} = \frac{(2\pi)^{1/2} h e^2 n}{c^3 m^{5/2} (kT)^{3/2}} F E_g^2, \quad (7)$$

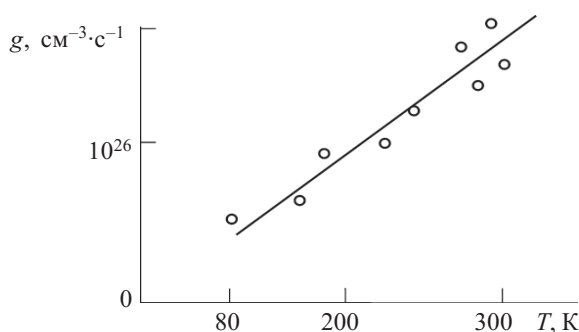


Рис. 5. Температурная зависимость порогового уровня возбуждения в нелегированном ($N=1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) оптически однородном ($\Delta n \approx 10^{-4}$) эпитаксиальном образце GaAs: — — расчетная зависимость при $g \sim T^{3/2}$, $G_{\text{пор}}=40 \text{ см}^{-1}$; $\circ$ — результаты эксперимента

$$\text{где } F = 1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h}.$$

С увеличением накачки, как правило, наблюдается уменьшение B_{33} , обусловленное тем, что вследствие выполнения закона сохранения импульса в рекомбинации участвует только часть неравновесных электронов и дырок, поскольку дырки занимают значительно больший объем в пространстве квазиимпульсов, чем электроны. Как видно из **рис. 5**, полученная расчетная зависимость $g_{\text{пор}}(T)$ близка к экспериментальной.

Анализ результатов

Появление тонкой структуры спектров лазерного излучения в чистых кристаллах может быть обусловлено участием в процессах рекомбинации не только «тяжелых», но и «легких» дырок. Из **рис. 4** видно, что полосы усиления для перехода в зоны легких и тяжелых дырок энергетически разделены, причем в случае перехода в зону тяжелых дырок коэффициент усиления больше. Исследования показали, что линии $E1$ и $E2$ наблюдаются только в лазерах с межзонным механизмом излучательных переходов: в гомолазерах, область возбуждения в которых однородна, и в гетеролазерах, в которых рабочий слой и подложка образуют диэлектрический волновод.

Дифференциальная квантовая эффективность η_d лазеров на основе чистых оптически однородных кристаллов GaAs не достигала пороговых значений и при 80 К составляла 20%. С ростом температуры величина η_d уменьшалась и при 300 К составляла 10%. Это существенно меньше значений, полученных для легированных кристаллов GaAs n -типа на переходе «вырожденная зона проводимости — мелкий акцептор», где $\eta_d \approx 30\%$ при 300 К. При определенных условиях наблюдалось насыщение ватт-амперных характеристик, особенно при 300 К (**рис. 6**).

Как известно, одним из основных механизмов снижения эффективности нелегированных активных сред с увеличением температуры является поглощение из-

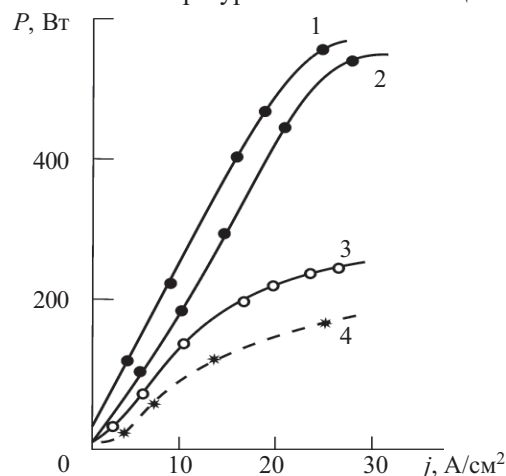


Рис. 6. Зависимость мощности излучения P лазеров из оптически однородного ($\Delta n \approx 10^{-4}$) GaAs (1, 3 — $N_0=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2, 4 — $N_0=1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) от плотности тока возбуждения при 80 К (1, 2) и 300 К (3, 4)

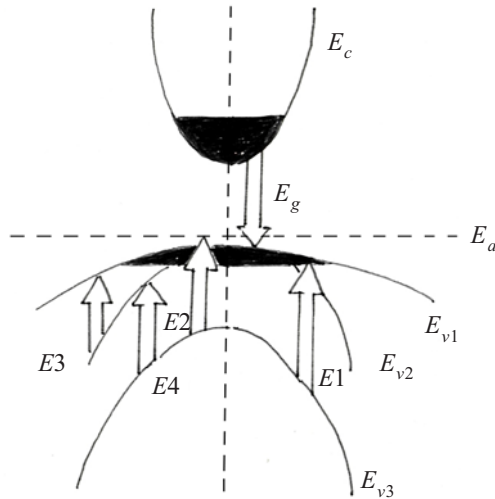


Рис. 7. Схема переходов при внутризонном поглощении собственного лазерного излучения (E1) и при поглощении на акцепторных уровнях (E2), E_{vi} — уровни в валентной зоне

лучения неравновесными носителями, особенно дырками. Основной вклад в этот вид потерь вносит внутризонное поглощение, обусловленное переходами между отщепленной валентной подзоной E_{v3} и зоной тяжелых дырок E_{v1} — переход E1 (рис. 7). Например, в GaAs при 300 К величина поглощения неравновесными электронами α_{cn}^e составляет всего 5—10 см⁻¹, в то время как поглощение через внутризонные переходы в валентной зоне α_{cn}^h будет составлять 30 см⁻¹ ($\Delta p = 1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³), а при 80 К из-за меньших значений $\Delta p_{пор}$ ($1,3 \cdot 10^{17}$ см⁻³) эти потери будут меньше и составят 10 см⁻¹ [5]. Для электронов эта величина еще меньше — порядка единиц обратных сантиметров. Дополнительные потери, особенно при 80 К, могут быть связаны с переходами E_2 из отщепленной валентной подзоны E_{v3} на уровни мелких акцепторов E_a (рис. 7). Возможны также переходы из отщепленной подзоны в зону легких дырок E_4 и из зоны легких дырок в зону тяжелых дырок E_3 , однако они менее вероятны и могут оказывать заметное влияние только при очень высоких уровнях возбуждения. В GaAs при 300 К суммарные потери $\alpha = \alpha_{cn}^e + \alpha_{cn}^h + \alpha_{дифр}$ составляют 40—

50 см⁻¹, что приблизительно вдвое превышает крайние потери

$$\alpha_{кр} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} = 20 \dots 25 \text{ см}^{-1}.$$

Тогда внешняя дифференциальная квантовая эффективность η_d составит практически треть от внутренней η_i :

$$\eta_d = f \eta_i = \eta_i / (1 + \alpha / \alpha_{кр}) \approx \eta_i / 3,$$

где f — функция выхода излучения.

Все это свойственно оптически однородным радиационно модифицированным кристаллам GaAs.

Таким образом, исследовано влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, созданных на основе модифицированных с помощью радиационных технологий кристаллов GaAs n -типа с высокой оптической однородностью.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ленков С. В., Мокрицкий В. А., Гаркавенко А. С. Радиационное управление свойствами материалов и изделий опто- и микроэлектроники. — Одесса: Друк, 2003. [Lenkov S. V., Mokritskiy V. A., Garkavenko A. S. Odessa. Druk. 2003]
2. Гаркавенко А. С., Зубарев В. В., Ленков С. В. и др. Новые лазерные методы, средства и технологии. — Одесса: Астропринт, 2002. [Garkavenko A. S., Zubarev V. V., Lenkov S. V. et al. Odessa. Astroprint. 2002]
3. Видолоб В. В., Гаркавенко А. С., Ленков С. В., Мокрицкий В. А. Лазеры в метрологии полупроводников. — Одесса: Атлант, 2006. [Vidolub V. V., Garkavenko A. S., Lenkov S. V., Mokritskiy V. A. Odessa. Atlant. 2006]
4. Богданкевич О. В., Дарзнец С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. — М.: Наука, 1976. [Bogdankevich O. V., Darznez S. A., Eliseev P. G. Moscow. Nauka. 1976]
5. Гаркавенко А. С., Ленков С. В., Мокрицкий В. А., Пашков О. С. Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой. Т. 1. Механизм генерации, свойства излучения. — Одесса: Полиграф, 2006. [Garkavenko A. S., Lenkov S. V., Mokritskiy V. A., Pashkov O. S. Odessa. Poligraf. 2006]
6. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. — М.: Мир, 1967. [Pines D. Moscow. Mir. 1967]
7. Shah J. Not electrons and photons under high intensity photoexcitation of semiconductors // Sol. Stat. Electron. — 1978. — Vol. 21. — N 1. — P. 43—50.
8. Гаркавенко А. С., Мокрицкий В. А. Расчет коэффициента поглощения ИК-излучения свободными носителями заряда в полупроводниках // Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 1995. — № 1. — С. 36—37. [Garkavenko A. S., Mokritskiy V. A. // Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature. 1995. N 1. P. 36]