

УДК 621.315; 621.378

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИОДНЫХ ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА $PbSSe$, ОБУСЛОВЛЕННАЯ САМОРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКА ПРИ НЕОДНОРОДНОМ РАЗОГРЕВЕ В ПЛОСКОСТИ АКТИВНОГО СЛОЯ

М. С. Мурашов

В результате анализа процесса развития генерации излучения в диффузионных диодных лазерах на основе халькогенидов свинца $PbSSe$ в условиях сильного разогрева пассивных областей, сопровождаемого немонотонным изменением тока, выявлен тепловой механизм формирования каналов генерации в диодных лазерах. Он заключается в модуляции показателя преломления в плоскости активного слоя в силу развития температурно-токовой неустойчивости, обусловленной эффектом самораспределения тока при локальном понижении напряжения на р-п-переходе из-за неоднородности разогрева в плоскости активного слоя.

Тепловые эффекты играют существенную роль в работе полупроводниковых лазеров. Они ограничивают мощность излучения и рабочую температуру. Токковый разогрев активной области диодных лазеров является основным механизмом перестройки частоты излучения и лежит в основе их применения в спектроскопии высокого разрешения и газоанализе. Другим положительным тепловым эффектом является возникновение температурного оптического волновода при разогреве активной области в полупроводниках с отрицательным температурным коэффициентом ширины запрещенной зоны $\beta = dE_g/dT < 0$. С этим эффектом связаны долговременные задержки начала генерации и повышение рабочей температуры диодных лазеров с относительно слабым волноводом на основе соединений A^3B^5 при импульсном возбуждении [1]. Однако в халькогенидах

свинца с их аномальным положительным $\beta \, dn/dT = (dn/dE_g)(dE_g/dT) < 0$ (где n – показатель преломления), что должно приводить к дефокусировке излучения и ухудшению условий генерации. Тем не менее, в диодных лазерах на PbS_xSe_{1-x} наблюдаются длительные задержки начала генерации и уменьшение порогового тока I_{th} по мере разогрева при увеличении длительности импульса тока в микросекундном диапазоне [2]. Эти факты могут быть количественно объяснены возникновением термоупругого волновода при неоднородном разогреве активной области вследствие высокой тензочувствительности и низкой теплопроводности халькогенидов свинца [2]. В работе [3] методом двойных импульсов показано, что генерация излучения в исследованных диодах действительно определяется градиентами температуры ($\text{grad } T$) в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя.

Необходимо отметить, что представленные в [2] и [3] результаты относятся к применяемым в спектроскопии лазерным диодам с относительно малыми последовательными сопротивлениями пассивных областей $R_S^{pas} = \bar{\rho}(H - d)/WL$, соответствующими расстоянию между контактами $H = 130 - 150 \text{ мкм}$, ширине резонатора $W \simeq 100 - 200 \text{ мкм}$ и длине резонатора $L \simeq 300 - 600 \text{ мкм}$. Здесь $\bar{\rho}$ – среднее значение удельного сопротивления пассивных областей, $d = L_n + L_p$ – толщина активной области, L_n и L_p – длины диффузии электронов и дырок. В этих случаях при $I \leq I_{th}$ приложенное к диоду напряжение (за вычетом падения напряжения на контактах) падает в основном на p - n -переходе, что приводит к локальному тепловыделению (главным образом за счет безызлучательной рекомбинации инжектированных носителей) и разогреву активной области.

В данной работе с целью уменьшения влияния $\text{grad } T$ в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода, и выявления влияния $\text{grad } T$ в плоскости активного слоя на генерацию излучения были использованы лазерные диоды с относительно большими R_S^{pas} . Для этого были изготовлены нестандартные диоды с большими H (до 500 мкм), а также структуры полоскового типа с $W \simeq 30 - 60 \text{ мкм}$. Длина резонатора при этом сохранялась прежней. В этих диодах становится существенным джоулев разогрев пассивных областей, следствием чего является более однородное температурное поле в окрестности активной области. Это позволяет выявить новый механизм генерации излучения, связанный с возникновением оптического волновода в плоскости активного слоя из-за неоднородности ее разогрева, сопровождаемой перераспределением тока по поперечному сечению диода вследствие локального понижения напряжения на p - n -переходе.

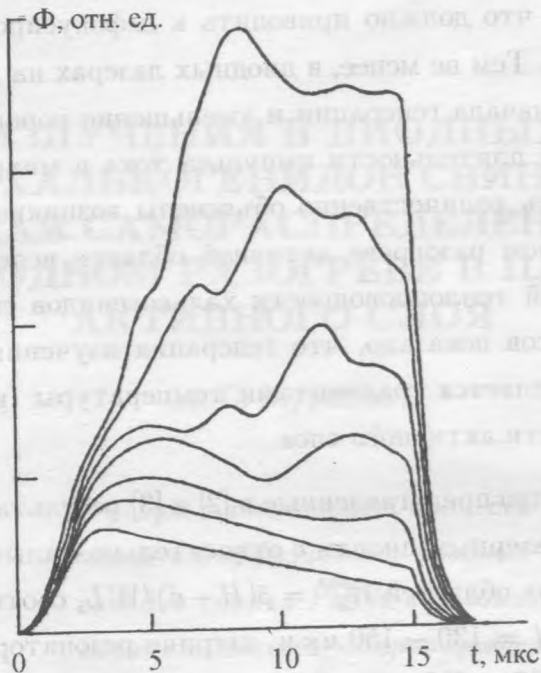


Рис. 1. Зависимости интегральной интенсивности излучения Φ от времени t диода из $PbS_{0,63}Se_{0,37}$ ($W = 45$ мкм, $H = 315$ мкм) при длительности импульсов $t_p = 15$ мкс для токов (в порядке возрастания Φ): 1,6 А, 1,7 А, 1,8 А, 1,83 А, 1,85 А, 1,87 А, 1,89 А. $T = 77$ К, частота повторения импульсов 20 Гц.

На рис. 1 показана зависимость интегральной интенсивности излучения Φ от времени t в течение импульса тока длительностью $t_p = 15$ мкс для лазерного диода с $H = 315$ мкм, $W = 45$ мкм, $L = 440$ мкм. Видно, что в диоде при $I > 1,8$ А, начиная с конца импульса, развивается генерация излучения. Однако механизм ее возникновения отличен от выявленного в [3] механизма генерации, связанного с $\text{grad} T$ в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя. Теперь генерация возникает на фоне уменьшения допорогового излучения со временем. Это резко контрастирует со случаем малых R_S^{pas} , когда $\Phi(t)$ растет в силу роста оптического ограничения в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя [3]. В данном случае при плотности тока $J \approx 10^3$ А/см², соответствующей порогу инверсной населенности в подобных структурах при 77 К, джоулев разогрев пассивных областей приводит к гладкому профилю температуры в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя, уменьшению оптического ограничения и росту потерь излучения, основным источником кото-

рых в диффузионных лазерах служит поглощение на свободных носителях в сильно легированных пассивных областях. Это затрудняет достижение генерации и ведет к росту J_{th} .

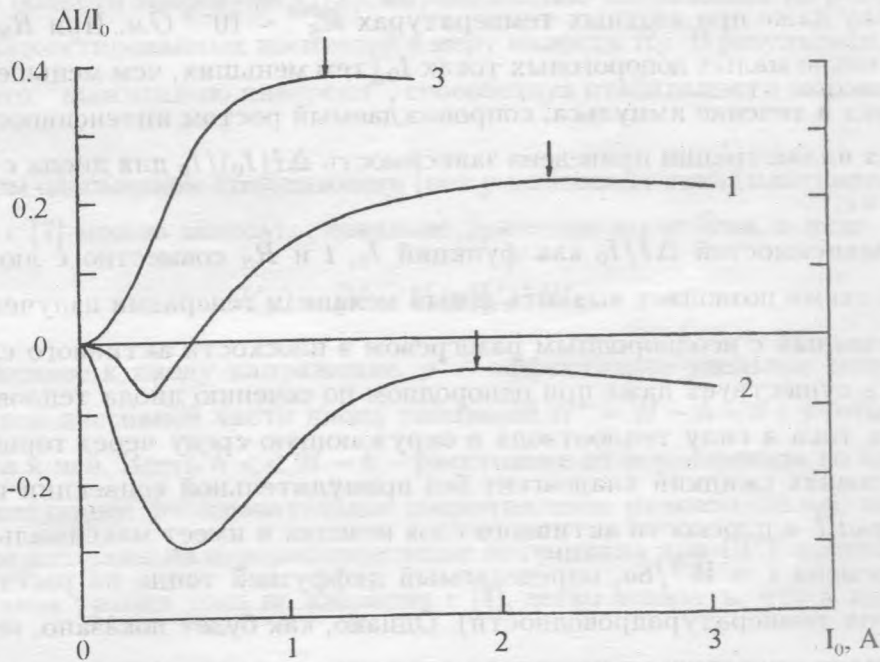


Рис. 2. Зависимости относительного изменения тока $\Delta I(t_p)/I_0$ в конце импульса длительностью t_p от $I_0 = I(1 \text{ мкс})$ для диода с $H = 315 \text{ мкм}$, $W = 45 \text{ мкм}$ при $t_p = 3 \text{ мкс}$ (1) и $t_p = 15 \text{ мкс}$ (2) и для диода с $H = 130 \text{ мкм}$, $W = 190 \text{ мкм}$ при $t_p = 3 \text{ мкс}$ (3). Стрелками указаны значения пороговых токов.

О сильном разогреве пассивных областей свидетельствует и форма импульсов тока. При малых токах форма импульса тока соответствует прямоугольному импульсу напряжения. По мере увеличения напряжения генератора форма импульса тока, начиная с $t \approx 1 \text{ мкс}$, искажается. На рис. 2 представлено относительное изменение тока в конце импульса $\Delta I(t_p)/I_0 = [I(t_p) - I_0]/I_0$, (где I_0 — значение тока при $t = 1 \text{ мкс}$) в зависимости от I_0 для двух значений t_p . Изменениям $I(t)$ соответствуют противофазные изменения падения напряжения на диоде $V(t)$, так что $\Delta I(I_0, t) < 0$ отвечает росту сопротивления диода по мере его разогрева. Исследованным в [2] и [3] лазерным диодам, у которых вплоть до $I = I_{th}$ форма импульса тока остается близкой к прямоугольной

при $t_p < 15$ мкс, на рис. 2 отвечает $\Delta I(I_0, t) = 0$. Однако это наблюдается лишь на диодах этой серии ($I = 130 - 150$ мкА) с полными последовательными сопротивлениями R_S , включающими сопротивление контактов R_C , $R_S = R_S^{pas} + R_C \simeq R_C$, в диапазоне $\sim 0,2 - 0,5$ Ом. Величины R_S почти полностью определяются сопротивлением контактов, поскольку даже при азотных температурах $R_S^{pas} \sim 10^{-3}$ Ом. При $R_S < 0,1$ Ом уже при относительно малых допороговых токах I_0 (тем меньших, чем меньше R_S) наблюдается рост тока в течение импульса, сопровождаемый ростом интенсивности излучения. На рис. 2 для иллюстрации приведена зависимость $\Delta I(I_0)/I_0$ для диода с $R_S = 0,08$ Ом при $t_p = 3$ мкс.

Анализ зависимостей $\Delta I/I_0$ как функций I_0 , t и R_S совместно с люкс-амперными характеристиками позволяет выявить новый механизм генерации излучения в диодных лазерах, связанный с неоднородным разогревом в плоскости активного слоя. Такая неоднородность существует даже при однородном по сечению диода тепловыделении при прохождении тока в силу теплоотвода в окружающую среду через торцевые грани. В обычных условиях ($\text{жидкий хладагент без принудительной конвекции или газообразная среда}$) $\text{grad } T$ в плоскости активного слоя невелик и имеет максимальную величину в момент времени $t = W^2/8a$, определяемый диффузией тепла на расстояние $W/2$ (a – коэффициент температуропроводности). Однако, как будет показано, неоднородность распределения температуры в плоскости активного слоя может сильно увеличиться за счет эффекта самораспределения тока (СРТ) в диоде.

Эффект СРТ, получивший это название в работе [4], впервые был рассмотрен в связи с проблемой растекания тока в полосковых гетероструктурах [5]. Эффект заключается во влиянии электрического поля в плоскости активного слоя, возникающего при пространственно неоднородном распределении напряжения V_a на p - n -переходе, на ток инжекции. В лазерном диоде V_a определяется разностью квазиуровней Ферми в активной области и при не слишком большой степени вырождения инжектированных носителей аппроксимируется выражением [6]

$$V_a = E_g/e + (kT/e)\{2 \ln[N/(N_C N_V)^{1/2}] + A_1(1/N_C + 1/N_V)N\}, \quad (1)$$

где N – концентрация инжектированных носителей, N_C и N_V – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне при температуре T , e – элементарный заряд, $A_1 \simeq 0,3536$ – коэффициент поправочного члена Ферми – Дирака первого порядка.

До сих пор при рассмотрении эффекта СРТ причиной неоднородного распределения $V_a(y)$ (y – координата в плоскости активного слоя вдоль W) служила зависимость

$N(y)$, обусловленная либо наличием полоскового контакта, либо "выжиганием инверсии" – локальным уменьшением $N = g\tau$ (g – скорость накачки) за счет уменьшения времени жизни τ инжектированных носителей при наличии стимулированного излучения лазерной моды [4]. Самораспределение тока приводит к локальному увеличению его плотности в области минимума $V_a(y)$, выравниванию напряжения по p - n -переходу и концентрации инжектированных носителей в меру малости R_S . В результате этого СРТ противодействует "выжиганию инверсии", способствуя стабильности модового режима [4].

В простейшем одномерном приближении (нет y -компонент тока) плотность тока $J(y)$ в соответствии с [7] можно записать, локально применяя закон Ома, в виде

$$J(y) = [V - V_a(y)]/\rho^* H^*, \quad (2)$$

где V – приложенное к диоду напряжение, ρ^* – эффективное удельное сопротивление более высокоомной пассивной части диода толщиной $H^* = H - h - d$ с учетом сопротивления контакта к ней. Здесь $h \ll H - h$ – расстояние от p - n -перехода до ближайшего контакта, определяющее последовательное сопротивление низкоомной пассивной части диода, влиянием которого на перераспределение потенциала при СРТ пренебрегают [4, 5, 7]. Рассматривая трубки тока по аналогии с [4], легко показать, что в этом приближении

$$\rho^* = \rho + R_C W L / H^*. \quad (3)$$

Как показано в [7], решение (2) служит хорошим приближением более точного решения, учитывающего перераспределение под влиянием $V_a(y)$ потенциала $V(x, y)$ (x – координата в направлении, перпендикулярном p - n -переходу) в высокоомной пассивной части диода, в случае малых плавных вариаций $V_a(y)$, особенно при $H^*/W \ll 1$.

Анализ показывает, что пространственно неоднородное распределение температуры $T_a(y)$ в плоскости активного слоя может служить источником СРТ. Исходя из $dV_a/dT = \partial V_a/\partial T + (\partial V_a/\partial N)(\partial N/\partial \tau)(\partial \tau/\partial T)$ и используя (1), (2) и соотношение $N = J\tau/ed$ [8], находим

$$\frac{d(eV_a)}{d(kT)} = \frac{\beta/k + 2\ln(N/N_C) - 3 - A_1 N/N_C + 2kT(1 + A_1 N/N_C)\partial(\ln \tau)/\partial(kT)}{1 + 2kT(1 + A_1 N/N_C)\tau/Ne^2\rho^*dH^*}, \quad (4)$$

где $\beta = \partial E_g/\partial T$. Здесь вследствие зеркальной симметрии s - и v -зон в халькогенидах свинца принято $N_C = N_V$.

Знак и величина dV_a/dT в решающей степени зависят от $\partial(\ln \tau)/\partial T$. Для лазерных структур на основе халькогенидов свинца основными механизмами рекомбинации,

определяющими τ ($\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1}$), являются излучательный (τ_r), Оже (τ_A) и связанный с дефектами (τ_d) [9]. В зависимости от концентрации носителей вклад различных механизмов в τ меняется. Однако для определения dV_a/dT важна скорость изменения $\tau(T)$, поскольку

$$d(\ln \tau)/dT = -\tau[\partial\tau_r^{-1}/\partial T + \partial\tau_A^{-1}/\partial T + \partial\tau_d^{-1}/\partial T]. \quad (5)$$

Излучательное время жизни слабо зависит от температуры: в невырожденном случае $\tau_r \sim E_g^{1/2}T^{3/2}$ [9] и $\tau_r \sim E_g^{-1}$ при сильном вырождении [9]. В промежуточной области при слабом вырождении, характерном для режима генерации в халькогенидах свинца, τ_r , по-видимому, почти не зависит от T , поскольку $\partial E_g/\partial T > 0$.

При рекомбинации инжектированных носителей на уровнях дефектов с $\tau_d = \exp(E_r/kT)/\alpha_{p(n)}N_{V(C)}(T)$ [9]

$$\partial(\ln \tau)/\partial T = -(3/2 + E_r/kT)T^{-1}. \quad (6)$$

Здесь в случае $PbSe$ при $T < 100 K$ $E_r \simeq 20 - 50$ мэВ – энергия ионизации рекомбинационных уровней, отсчитанная от ближайшей зоны, $\alpha_{p(n)} \sim (10^{-19} - 10^{-20}) \text{ см}^2$ – сечения захвата неосновных носителей на эти уровни в n - и p -частях p - n -перехода. Предполагается, что $\alpha_{p(n)}$ не зависят от температуры. Для $77 K$ при $\beta = 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/K}$ [10] и $N \simeq N_{th} \simeq N_C(77K) = 2,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ числитель в правой части (4) при этом механизме рекомбинации отрицателен и составляет по абсолютной величине от 9 до 24. Поэтому V_a действительно уменьшается с ростом T . При этом основной вклад в это уменьшение дает зависимость $\tau(T)$, а не рост плотностей состояний N_C и $N_V \sim T^{1,5}$.

Не меньший вклад в уменьшение V_a с ростом T дает Оже-рекомбинация, поскольку $\tau_A \sim \exp[(m_t/m_l)E_g/2kT]$ [11], где m_t и m_l – поперечная и продольная эффективные массы ($m_t/m_l \simeq 0,5$ для $PbSe$).

Следствием рассмотренных температурных зависимостей τ_r , τ_A и τ_d является наблюдаемое уменьшение внутренней квантовой эффективности излучения $\eta_i = \tau/\tau_r$ с ростом температуры [12].

Принципиально важно, что при $dV_a/dT < 0$ мощность, рассеиваемая в активной области, $P = V_a I(1 - \eta_i) = V_a(V - V_a)(1 - \eta_i)LW/\rho^*H^*$, а следовательно, и температура активной области T_a растут при убывании V_a , если $I < I^*$. Исследование функции $P(V_a)$ на экстремум с учетом $V = V_a + IR_S$ дает

$$I^* = \frac{V_a}{R_S} \left[1 - \frac{V_a d\eta_i/dT}{(1 - \eta_i)dV_a/dT} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Поскольку dn_i/dT и dV_a/dT имеют один знак (отрицательный), I^* растет нелинейно с ростом инжекции, определяемой V_a , и дополнительно увеличивается при достижении порога инверсной населенности, когда η_i начинает расти. Таким образом возникает положительная обратная связь между самораспределением тока и температурой активной области: локальный разогрев активной области, сопровождаемый уменьшением V_a , вызывает локальный рост плотности тока и выделяемой мощности, что, в свою очередь, увеличивает T_a , дальнейший рост J и т.д. В диоде возникает неустойчивость, при которой экспоненциально во времени нарастают амплитуды фурье-компонент возмущений плотности тока и температуры в плоскости активного слоя. Обычно рост амплитуды возмущений при развитии неустойчивости ограничивается каким-либо нелинейным эффектом [13]. Как будет показано, в данном случае причиной ограничения роста перераспределения тока является генерация стимулированного излучения, в результате чего резко уменьшается тепловыделение в активной области и, следовательно, положительная обратная связь.

Причиной возникновения генерации является флуктуация показателя преломления в плоскости активного слоя $\Delta n(y) = \frac{dn}{dT} \Delta T(y)$ при $\frac{dn}{dT} > 0$, приводящая к фокусировке излучения и образованию оптического волновода (канала генерации). Выражение для температурной дисперсии показателя преломления, зависящей от частоты ν , можно записать в виде,

$$\frac{dn(\nu)}{dT} = \frac{\partial n}{\partial E_g} \frac{\partial E_g}{\partial T} + \frac{\partial n(\nu)}{\partial F_n} \frac{\partial F_n}{\partial T} + \frac{\partial n(\nu)}{\partial F_p} \frac{\partial F_p}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial T}. \quad (8)$$

Для получения $dn/dT > 0$ должен быть с запасом перекрыт отрицательный вклад аномальной для халькогенидов свинца $\partial E_g/\partial T > 0$. Как показано в [2], в определенных кристаллографических направлениях для этого достаточно термоупругого вклада $(\partial n/\partial \sigma)(\partial \sigma/\partial T)$, где σ – биаксиальное напряжение. Уменьшение энергий Ферми электронов (F_n) и дырок (F_p) в зоне проводимости и валентной зоне при разогреве ($\partial F_{n(p)}/\partial T < 0$), а также уменьшение при этом степени заполнения электронами зон ниже F_n и F_p , приводит к $dn/dT > 0$ для энергий квантов $h\nu^* < E_g + F_n + F_p$, отражая влияние сдвига Бурштейна – Мосса на коэффициент поглощения α и, согласно соотношению Крамерса – Кронига, на n [14]. Локальное уменьшение концентрации инжектированных носителей при локальном разогреве активной области за счет увеличения темпа безызлучательной рекомбинации также способствует локализации излучения, поскольку $\partial n/\partial N < 0$ [8]. При этом нужно учитывать, что СРТ сглаживает профиль $N(y)$, так как $N(y) \sim J(y)$ и $\tau(y)$ изменяются в противофазе. Предельное СРТ соответствует

выравниванию напряжения и концентрации инжектированных носителей в плоскости p - n -перехода. Однако это состояние практически недостижимо из-за конечности R_S и нелинейных эффектов. Поэтому вклад $N(y)$ в $n(y)$ может быть заметен, если учесть, что значения $\partial n/\partial N$ в халькогенидах свинца довольно велики. Так, для $PbSe$ при 80 K $\partial n/\partial N_e \simeq -10^{-19} \text{ см}^3$ [15] и более чем на порядок превышает соответствующее значение для $GaAs$ [8].

Какая из этих трех составляющих положительного вклада в $\Delta n(T)$ доминирует – зависит в общем случае от материала, типа структуры, геометрических параметров и в значительной степени от последовательного сопротивления диода.

Используя выражения (2) и (4), относительное пиковое изменение плотности тока $\Delta J(J_0, t)/J_0$, связанное с самораспределением тока при неоднородном разогреве в плоскости активного слоя, можно представить в виде

$$\frac{\Delta J}{J_0} = \frac{\epsilon}{1 + \epsilon} \left[\frac{3 + A_1 N/N_C - 2 \ln(N/N_C) - \beta/k}{2(1 + A_1 N/N_C)} - \frac{\partial(\ln \tau)}{\partial T} \right] \frac{\Delta T_a^{max}(y)}{T_0} - [\partial(\ln \rho^*)/\partial T] \overline{\Delta T}_S(y_0), \quad (9)$$

где $\Delta T_a^{max} = \Delta T_a(J, t, y_0)$ – максимальный разогрев решетки в плоскости активного слоя при $y = y_0$, $\overline{\Delta T}_S(y_0)$ – усредненный вдоль направления протекания тока разогрев более высокоомной части последовательного сопротивления толщиной H^* , $N = J_0 \tau_0 / ed$. Параметр ϵ в (9)

$$\epsilon = \frac{2kT(1/N_0 + A_1 N_C) \tau_0}{e^2 \rho^* H^* d} \quad (10)$$

характеризует эффект самораспределения тока в конкретной структуре.

Полученное выражение (9) качественно объясняет представленные на рис. 2 зависимости. Наблюдаемые при малых токах на диодах с большими H отрицательные значения величины $\Delta J/J_0$, растущие по абсолютной величине с ростом J_0 и t_p , отражают факт разогрева последовательного сопротивления $\Delta T_S(J, t)$, поскольку $\partial(\ln \rho^*)/\partial T > 0$. Прекращение уменьшения и рост $\Delta J/J_0$ (со сменой знака при малых t_p) при увеличении J_0 свидетельствуют о преобладающем положительном влиянии на ΔJ эффекта СРТ, когда степень неоднородности разогрева в плоскости активного слоя становится достаточно большой.

Подтверждением адекватности предложенной модели возникновения генерации излучения служит характер изменения $\Delta J/J_0$ в околороговой области. При приближении к J_{th} скорость роста $\Delta J/J_0$ с ростом J_0 замедляется, обращаясь в нуль вблизи J_{th} . При $J_0 > J_{th}$ $\Delta J/J_0$ уменьшается с ростом J_0 , причем скорость этого уменьшения прямо

коррелирует с величиной дифференциальной квантовой эффективности $\eta_{ext} = e(\partial\Phi/\partial I)$, зависящей от времени (кривые 1 и 2 на рис. 2). Такое поведение $\Delta J/J_0$ объясняется уменьшением доли подводимой к p - n -переходу энергии, идущей на разогрев активной области ΔT_a , при наличии стимулированного излучения, а также дополнительным к тепловому уменьшением τ с соответствующими (5) и (9) уменьшениями $\partial(\ln \tau)/\partial T$ и $\Delta J/J_0$. Таким образом, из электрических измерений в условиях СРТ может быть определен порог генерации и оценена величина η_{ext} .

Представленная на рис. 2 зависимость $\Delta J/J_0$ для $R_S = 0,08 \text{ Ом}$ иллюстрирует влияние последовательного сопротивления диода на СРТ и генерацию излучения. В этом случае уже при относительно малых J наблюдается рост $J(t)$ ($\Delta J > 0$) и рост интенсивности излучения $\Phi(t)$, вызванные самораспределением тока в диоде. Рост $\Phi(J, t)$, коррелирующий до $J < J_{th}$ с ростом $\Delta J(J_0, t)$, отражает рост оптического ограничения в плоскости активного слоя. Оптическое усиление в этом случае двумерного оптического ограничения можно представить в соответствии с [16] в виде

$$g(J, t) = \Gamma_x(J, t)\Gamma_y(J, t)g_0(N, t), \quad (11)$$

где Γ_x и Γ_y – параметр оптического ограничения соответственно в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода, и в плоскости активного слоя, g_0 – модовое материальное усиление, уменьшающееся с ростом t из-за роста T и уменьшения N . Величина Γ_y служит мерой локализации излучения в каналах генерации и коррелирует с η_{ext} .

Наблюдаемое на рис. 1 развитие генерации на фоне убывания допорогового излучения со временем, характеризуемое большой величиной η_{ext} , свидетельствует о сильном нелинейном росте Γ_y . Это проявление имеющей место в диоде неустойчивости однородного распределения плотности тока и температуры в плоскости активного слоя и образования каналов (канала) генерации. В этом случае в условиях ослабления Γ_x и увеличения потерь за счет сильного разогрева пассивных областей (в силу выбора значений H, W, R_C и t_p) $J_{th} = 9 \text{ кА/см}^2$, что достаточно велико по сравнению со средними значениями. Кроме роста Γ_y за счет увеличения J_{th} , достижению генерации способствует малая величина W , поскольку определяющая Γ_y величина ΔJ согласно (9), (10) и (3) при соблюдении неравенства $\rho H^* \ll WLR_C$ пропорциональна J_0/WLR_C .

Соотношение между Γ_y и Γ_x , влияющее на степень фокусировки излучения в каналах и η_{ext} , зависит от R_S и J_{th} . На рис. 3 схематически представлены зависимости $\Gamma_y(R_S)$ и $\Gamma_x(R_S)$ для диодов со слабым разогревом пассивных областей ($H = 130 \text{ мкм}$,

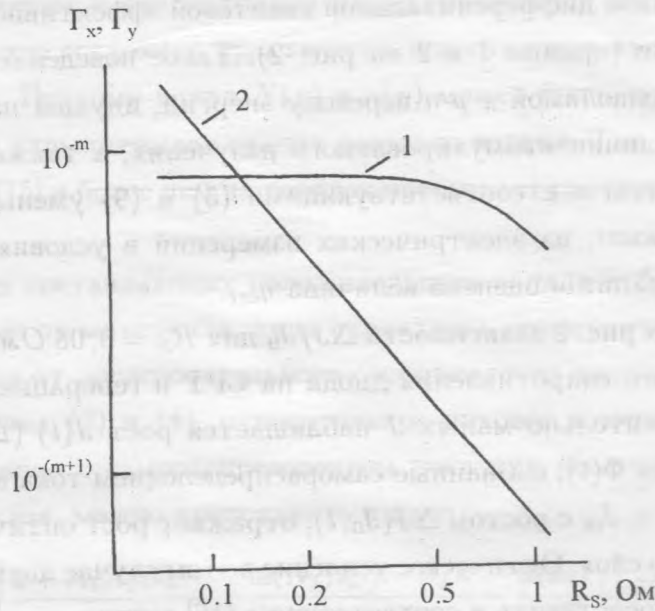


Рис. 3. Схематические зависимости параметров оптического ограничения Γ_x (1) и Γ_y (2) от величины последовательного сопротивления диода R_S для случая слабого разогрева пассивных областей.

$W \sim 200$ мкм, $t_p = 7$ нс) при $J_0 = j_{th}$ для $R_S = 0,3$ Ом. Показатель степени m здесь, по-видимому, близок к единице. Уменьшение Γ_x с ростом R_S вызвано обсуждавшимся разогревом последовательного сопротивления. Здесь в области доминирования Γ_y ($R_S < 0,1$ Ом) также, как и в случае, соответствующем рис. 1, наблюдаются большие величины η_{ext} , свидетельствующие о сильном оптическом ограничении излучения в плоскости активного слоя.

Для вычисления $\Gamma_y(R_S)$, $\Gamma_x(R_S)$ и количественного сравнения экспериментальных зависимостей $\Delta J/J_0$ с расчетными необходимо знать нелинейную зависимость $\Delta T_a(J, t, x, y, R_S)$, возникающую из-за положительной обратной связи между T_a и самораспределением тока, контролируемым R_S . Задача нахождения ΔT_a , требующая совместного решения скоростного уравнения, связывающего $N(t)$ с $J(t)$, и уравнения баланса энергии, на этом этапе не рассматривалась.

Следует отметить, что согласно (9) и (10) рассмотренные эффекты должны очень сильно проявляться в гетероструктурах в силу малости H (\sim нескольких микрон) по сравнению с H для диффузионных лазеров (~ 100 мкм) и малой толщины активной

области в гетеролазерах d (~ 1 мкм) по сравнению с $d \sim 10$ мкм в гомоструктурах.

Все сказанное относительно формирования каналов генерации в диффузионных лазерах на основе халькогенидов свинца в полной мере и с еще большим основанием относится к диодным лазерам на материалах с обычным отрицательным температурным коэффициентом ширины запрещенной зоны, поскольку при этом $\partial E_g/\partial T < 0$ дает дополнительный вклад в уменьшение напряжения на p - n -переходе при разогреве активной области и рост эффекта самораспределения тока. Кроме того, в этих случаях при $\partial n/\partial T > 0$ увеличивается степень фокусировки излучения в каналах генерации.

Таким образом, показано, что неоднородное распределение температуры в плоскости активного слоя диодных лазеров, сопровождаемое локальным уменьшением напряжения на p - n -переходе и перераспределением тока, приводит в силу наличия в определенной области токов положительной обратной связи к развитию температурно-токовой неустойчивости и усилению во времени флуктуаций показателя преломления, служащих каналами генерации излучения. Установлено, что возникновение стимулированного излучения является нелинейным процессом, ограничивающим развитие неустойчивости. Выяснено влияние геометрических факторов и последовательного сопротивления диода на степень оптического ограничения излучения в каналах и динамику генерации.

В заключение автор выражает благодарность Е. Г. Чижевскому за изготовление лазерных диодов и А. П. Шотову за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 97-02-17742), МНТП 020/1 "Лазерная физика и нелинейная оптика" (проект N 4.6) и ФЦП "Интеграция" (проект "Фундаментальная оптика и спектроскопия").

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nunes F. D., Patel N. B., Ripper J. E. IEEE J. Quantum Electron., **13**, 675 (1977).
- [2] Мурашов М. С., Шотов А. П. Квантовая электроника, **22**, 1255 (1995).
- [3] Мурашов М. С., Шотов А. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3-4, 93 (1997).
- [4] Елисеев П. Г., Дракин А. Е. Квантовая электроника, **23**, 307 (1996).
- [5] Joyce W. B. J. Appl. Phys., **51**, 2394 (1980).
- [6] Joyce W. B., Dixon R. W. J. Appl. Phys., **49**, 3719 (1978).
- [7] Champagne Y., McCortly N. J. Appl. Phys., **72**, 2110 (1992).

- [8] Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М., Наука, 1983.
- [9] Zogg H., Vogt W., Baumgartner W. Solid State Electron., **25**, 1147 (1982).
- [10] Равич Ю. И., Ефимов Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. М., Наука, 1968.
- [11] Emtage P. R. J. Appl. Phys., **47**, 2565 (1976).
- [12] Золотов С. П., Юнович А. Э. ФТП, **20**, 263 (1986).
- [13] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Мионов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., Наука, 1972.
- [14] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М., ИЛ, 1961.
- [15] Вяткин К. В., Шотов А. П. ФТП, **14**, 1331 (1980).
- [16] Ghafouri-Shiras, Tan P. W. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1443 (1996).

Поступила в редакцию 23 октября 1998 г.