

- [7] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
- [8] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.

Московский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
2 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

01; 06; 07

РЕЛАКСАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕРАВНОВЕСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Н.С. Аверкиев, А.Н. Именков,
А.М. Литвак, Ю.П. Яковлев

1. В настоящее время широкое развитие получают волоконно-оптические линии связи с использованием в качестве источников излучения полупроводниковых гетеролазеров. Предельная скорость передачи информации в таких линиях зависит от быстродействия приемника, дисперсии сигнала и быстродействия источника. В настоящей работе будут проанализированы сравнительные характеристики быстродействия при включении и выключении обычных инжекционных и квантово-размерных лазеров на гетеропереходе Γ -го рода ($GaSb / GaAlSbAs$) [1]. Излучение в таких квантово-размерных лазерах генерируется за счет накопления основных носителей заряда в самосогласованных потенциальных ямах по обе стороны гетероперехода Π -го рода, возникающих при приложении напряжения большего контактной разности потенциалов.

Особенность этих лазеров состоит в малом времени заполнения этих потенциальных ям носителями. Характерным временем установления квази-равновесного распределения носителей в активной области (квантовых ямах) является Максвелловское время релаксации ($\tau_M = \epsilon / 4\pi\sigma$). По порядку величины это время составляет 10^{-13} – 10^{-14} с. В наиболее высокоомных слоях τ_M достигает 10^{-11} с. В обычных инжекционных лазерах время установления квази-равновесного распределения носителей в активной области определяется временем жизни неосновных носителей заряда, которое составляет 10^{-8} – 10^{-9} с. Представляет интерес исследование влияния времени установления квази-равновесного распределения носителей в активной области на быстродействие лазеров.

2. Для определения кинетики установления квазиравновесного распределения носителей и когерентного излучения при включении

и выключении лазера необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} d\Phi/dt &= \Phi(\alpha^{ycun} - \alpha^- - (1/L) \ln(1/R^*)) C/n, \\ dP/dt &= I/v - P/\tau_c - \Phi \alpha^{ycun} L/v. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь v - объем резонатора, I - ток накачки, τ_c - спонтанное время жизни, L - длина резонатора, $\alpha^{ycun} = g_p \cdot P - \alpha^0$ - коэффициент усиления, g_p - вероятность вынужденной рекомбинации неравновесных носителей, P - концентрация неравновесных носителей, Φ - поток фотонов, C - скорость света, n - показатель преломления, α^- - коэффициент нефотоактивного поглощения и рассеяния излучения, α^0 - коэффициент фотоактивного поглощения когерентного излучения, $(1/L) \ln(1/R^*)$ - потери на зеркалах, где R^* - коэффициент отражения. Уравнения (1) не содержат зависимости от координаты, поскольку, как будет видно, характерное время переключения квантово размерного лазера на порядок больше, чем Максвелловское время релаксации. В лазере на неосновных носителях может появляться пространственная неоднородность, которая приводит к дополнительному увеличению времени переключения.

Переходя в уравнениях (1) к новым переменным, их можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} d\Phi^*/dK &= \Phi^* \alpha \tau_c / \tau_L, \\ d\alpha/dK &= (i - \alpha - \Phi^* \alpha i_{st} / \alpha_d - \Phi^* i_{st}) \tau_L / \tau_c. \end{aligned} \quad (2)$$

Учитывая, что в условиях стационарной работы $\dot{\Phi} = \dot{P} = 0$; $\Phi \neq 0$
 $\alpha^+ = \alpha^{ycun} - \alpha^- - (1/L) \ln(1/R^*)$; $\alpha_{th}^{ycun} = \alpha^- + (1/L) \ln(1/R^*)$; $P^{th} = (\alpha^0 + \alpha^- + (1/L) \ln(1/R^*)) / g_p$; $P = P^{th} + \alpha^+ / g_p$; $I^{th} = \alpha^{th} v / (g_p \tau_c)$; $\Phi_{st} = (I_{st} - I^{th}) / L (\alpha^- + (1/L) \ln(1/R^*))$ - стационарный поток фотонов, соответствующий стационарному току накачки; $\tau_L = \sqrt{\tau_c n / \alpha_{th}^{ycun}}$; $\alpha = \alpha^+ / \alpha_{th}^{ycun}$; $\Phi^* = \Phi / \Phi_{st}$; $K = t / \tau_L$; $i = (I - I^{th}) / I^{th} = (\mu / R - I^{th}) / I^{th}$; $i_{st} = (I_{st} - I^{th}) / I^{th}$; $\alpha_d = (\alpha^- + (1/L) \ln(1/R^*)) / \alpha_{th}^{ycun}$; μ - напряжение на лазерной структуре, R - ее сопротивление. Из (2) получим:

$$\Phi^* / \Phi^* - (\Phi^*)^2 / (\Phi^*)^2 - i_M + \Phi^* \tau_L / (\Phi^* \tau) + \Phi^* \tau_L i_{st} / (\tau_c \alpha_d) + \Phi^* i_{st} = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2) - (3) описывают поведение лазера без учета влияния на кинетику емкости C инверсного слоя. Учтем это влияние через изменение заряда неравновесных носителей Q :

$$C = dQ/dU; \quad dU = d(PV)/C; \quad I = (U - VP^{th}/C) / R - I^{th} \tau \alpha^+ / (CR \alpha_{th}^{ycun}).$$

Введем $I_M = (U_M - VP^{th}/C) / R$. Тогда имеем $i = (I - I^{th}) / I^{th} = (I_M - I^{th}) / I^{th} \tau \alpha / RC = i_M - \alpha \tau / RC$.

Тогда уравнения (2) запишутся следующим образом:

$$d\Phi^*/dK = \Phi^* \alpha \tau_c / \tau_L, \quad d\alpha/dK = (i_M^* - \alpha^* (1 + \tau / RC) - \Phi^* i_{st} / \alpha_d - \Phi^* i_{st}) \tau_L / \tau_c. \quad (4)$$

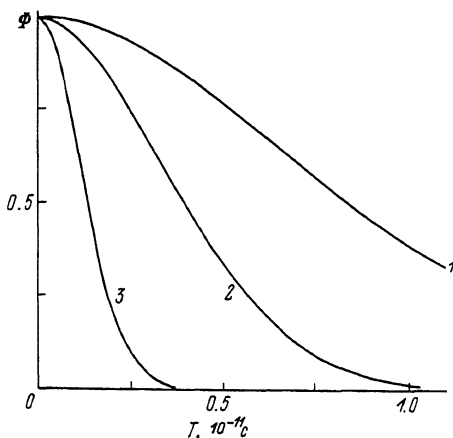


Рис. 1. Зависимость интенсивности когерентного излучения от времени при выключении ($I_{st} = 2I^{th}$).

Уравнения (2)–(4) не могут быть решены в явном виде. Разложение Φ и $\alpha(\Phi, \alpha^*)$ по малому параметру $\delta\Phi$ и $\delta\alpha$ с учетом только линейных членов приводит в случае режима выключения к следующему решению:

$$\Phi^*(t) = \Phi_0^* - (1 + \alpha l^{\alpha t} \sin \beta t / \beta - l^{\alpha t} \cos \beta t) M_3 / M_2 + Q_1 l^{\alpha t} \sin \beta t / \beta. \quad (5)$$

Здесь $M_3 = -(N_1 Q_3 + Q_1 N_2)$; $M_2 = N_3 Q_3 - Q_2 N_2$; $M_1 = N_2 - Q_2$; $\alpha = -M_1 / 2$;

$$\beta = \sqrt{M_2 - M_1^2 / 4}; \quad \Phi_0^* = \Phi^*(t=0); \quad \alpha_0 = \alpha(t=0);$$

$t = 0$ – момент включения.

$$Q_1 = \Phi_0^* \alpha_0 \tau_L / \tau_c; \quad N_1 = (i - \alpha_0(1 + \varepsilon / RC) - \Phi_0^* \alpha_0 i_{st} / \alpha_d - \Phi_0^* i_{st}) \tau_L / \tau_c;$$

$$Q_2 = \alpha_0 \tau_L / \tau_c; \quad N_2 = (1 + \varepsilon / RC) \tau_L / \tau_c + \Phi_0^* i_{st} \tau_L / \alpha_d \tau_c;$$

$$Q_3 = \Phi_0^* \tau_L / \tau_c; \quad N_3 = \alpha_0 i_{st} \tau_L / \alpha_d \tau_c + i_{st} \tau_L / \tau_c.$$

Уравнение (5) справедливо на небольшом интервале времени сразу после выключения. Анализируя уравнение (3) видно, что решение не может выражаться через периодические по времени функции, т.к. при $\Phi = 0$ вторая производная (Φ) меньше нуля, что соответствует максимальному значению. Значит после выключения экстремальное значение не достигается.

3. Численное решение уравнений (4) позволило получить ответ на вопрос о постоянных времени лазера.

Расчет проводился по методу Рунге–Кутты. Результаты расчетов представлены на рисунках 1 и 2.

На рис. 1 представлены кривые релаксации потока когерентного излучения после выключения лазера. Кривая 1 соответствует па-

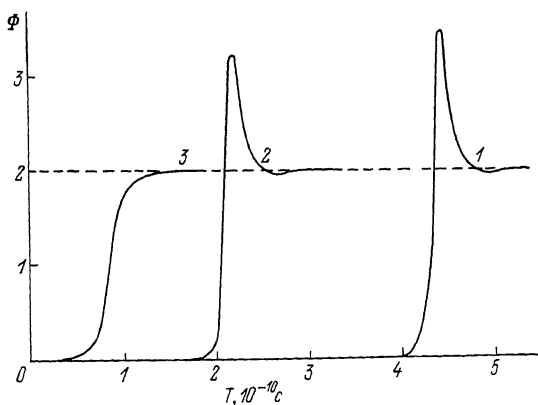


Рис. 2. Зависимость интенсивности когерентного излучения от времени при включении ($I_{st} = 2I_{th}$). Параметры для отдельных кривых соответствуют аналогичным на рис. 1.

параметрам, взятым для случая обычного инжекционного лазера. Относительная потеря $\alpha_d = 10^{-2}$, $\tau_c = 10^{-9}$, $RC = 10^{-9}$ с. Кривая 3 соответствует параметрам квантово-размерного лазера на гетеропереходе II-го рода: $\alpha_d = 10^{-2}$, $\tau_c = 10^{-9}$ с, $RC = 10^{-11}$ с (подобная величина RC определяется Максвелловским временем релаксации в наиболее высокоомных слоях). Для кривой 2 величина $RC = 10^{-10}$ с⁻¹ такое RC получается при включении дополнительного последовательного сопротивления в квантово-размерном лазере или в инжекционном лазере с уменьшенным временем релаксации. Из сопоставления кривых видно, что с уменьшением RC релаксация когерентного излучения происходит быстрее. Таким образом, сравнение кинетики выключения квантово-размерного и обычного инжекционного лазера указывает на то, что быстрдействие первого на порядок лучше, а уменьшение потока излучения в e - раз для квантово-размерного лазера происходит за время, меньшее характеристического времени лазера $\tau_L = 10^{-11}$ с.

Расчеты проводились для двукратного превышения стационарного тока накачки над пороговым ($I_{st} = 2I_{th}$). Величина превышения тока накачки над пороговым слабо влияет на характер релаксации излучения.

На рис. 2 представлены зависимости интенсивности когерентного излучения от времени при включении для тока накачки в 3 раза превышающего порог. Во всех 3-х случаях излучение появляется с некоторой задержкой - наибольшей у инжекционного лазера. Эта задержка связана с достижением пороговой заселенности. С уменьшением RC она уменьшается.

В квантово-размерном лазере поток фотонов монотонно подходит к своему стационарному значению (без характерных для инжекционного лазера колебаний).

Таким образом, показано, что квантово-размерные полупроводниковые гетеролазеры на гетеропереходе II-го рода являются наиболее быстродействующими из полупроводниковых лазеров. Это связано с тем, что они работают на основных носителях заряда.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Рогачев А.А., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217-2221.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.
В окончательной редакции
5 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

01; 07

ЭФФЕКТ САМОМОДУЛЯЦИИ БЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Н.Е. Андреев, В.М. Батенин,
Л.Я. Марголин, Л.Я. Полонский,
Л.Н. Пятницкий, Ю.А. Аристов,
А.И. Зыков, Н.М. Тертеров

Бездифракционный пучок длины $L \ll R / [(n-1)\alpha]$ может быть сфомирован конической линзой (аксиконом) с апертурой R и углом при основании конуса α (n - показатель преломления материала аксикона). Постановка задачи о самомодуляции бездифракционных пучков обусловлена наблюдением периодической структуры канала оптического разряда нового типа - сплошной лазерной (СПЛ) искры [1, 2], возникающей в таком пучке, а также принципиальным отличием бездифракционных пучков от гауссовых, дающим основание для обособления их в отдельный класс [3].

За счет бокового подвода излучения диаметр осевой каустики аксикона остается постоянным вдоль всей длины L фокального отрезка, что создает условия для возникновения в осевой каустике аксикона СПЛ-искры, типичные фотографии которой непосредственно после пробоя приведены на рис. 1, а, б. Изображение канала искры на рис. 1, а получено в свете собственного излучения (экспозиция 100 нс), а на рис. 1, б - в свете рассеянного греющего лазерного излучения ($\lambda = 1.06$ мкм, экспозиция 1 нс). Причину воз-