

## О РОЛИ ФОТОАКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СОБСТВЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОЛОСКОВЫХ МНОГОПРОХОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Адамсон П. В.

Теоретически рассмотрено влияние переизлучения (перепоглощения) собственной люминесценции на пороговый уровень накачки в полупроводниковых лазерах на основе полосковых многопроходных гетероструктур с полностью поглощающими боковыми поверхностями. Рассчитаны зависимости снижения уровня пороговой накачки от ширины и толщины активного слоя лазера.

Создание совершенных полупроводниковых гетероструктур с внутренним квантовым выходом люминесценции, близким к 100 % [1], открыло путь к использованию явления переизлучения (перепоглощения) собственной люминесценции в многопроходных гетероструктурах [2-4] для улучшения характеристик оптоэлектронных устройств. Например, применение этого явления в светодиодах привело к существенному повышению их эффективности [5]. Поскольку технология многопроходных структур весьма сложна и некоторые ее аспекты, в частности получение высокоотражающих омических контактов, еще требуют своего решения, предварительный теоретический анализ эффекта переизлучения в разных конфигурациях многопроходных структур представляет значительный интерес. Однако известные расчеты [2-4, 6] проведены в рамках модели планарной бесконечно протяженной в двух измерениях структуры. В то же время на практике, особенно для гетеролазеров, зачастую основную ценность представляют лишь полосковые структуры. Поэтому цель данной работы — выяснение эффективности перепоглощения люминесценции в полосковых многопроходных гетероструктурах. Делается это на примере полосковых гетеролазеров, но развитая методика расчета, разумеется, применима и для других оптоэлектронных приборов.

Рассмотрим полосковую симметричную лазерную структуру [общей толщиной  $D = d_a + 2d_p$  ( $d_a$  и  $d_p$  — толщины активного и пассивных слоев) и шириной активного слоя  $S$  (рис. 1, а)] без подложки и контактного слоя и нанесенными хорошо отражающими свет омическими контактами непосредственно на эмиттеры. В такой структуре возникает эффект переизлучения, состоящий в том, что часть излучаемого активным слоем спонтанного излучения после отражений на контактах частично снова перепоглощается и затем переизлучается в активном слое. Исследуем это явление количественно в случае полностью поглощающих боковых поверхностей.

Пусть каждый элемент объема активного слоя излучает равномерно по всем направлениям некогерентный и неполяризованный свет со спектральной интенсивностью  $\psi/2 = \psi^{TE} = \psi^{TM}$ , где  $\psi^{TE}$ ,  $\psi^{TM}$  — интенсивности двух перпендикулярно поляризованных ( $TE$  и  $TM$ ) излучений. Для расчета потока света, который перепоглощается в активном слое, рассмотрим ход световых пучков с определенной поляризацией  $\sigma = TE$  или  $TM$  с элемента площади  $Sdz$ , распространяющихся в элементах телесного угла  $\sin \theta d\theta d\varphi$  под углами  $\theta$  и  $\varphi$  к осям  $x$  и  $y$  соответственно. При этом считаем, что длина структуры бесконечная,  $d_a \ll D$ , границы раздела между слоями  $p$  и  $s$  являются зеркальными поверхностями, отражающими свет, согласно формулам Френеля, и показатели преломления  $n_a$  (активного) и  $n_p$  (пассивного) слоев отличаются слабо (если  $n_a \approx n_p$ , то в области углов

$\theta < \theta_c$ , где  $\theta_c$  — угол полного внутреннего отражения, преломлением и отражением на внутренних границах раздела слоев  $a$  и  $p$  можно пренебречь). Тогда при первом прохождении активного слоя в нем перепоглощается световой поток

$$d^3 F_1^{\tau} = \frac{\psi S dz}{8\pi} \sin \theta d\theta d\varphi (1 - M_a \cos \theta_i \kappa_a d_a), \quad (1)$$

где  $M_a = \exp(-\kappa_a d_a / \cos \theta)$ ,  $\kappa_a$  — коэффициент резонансного поглощения в активном слое. Далее удобно воспользоваться разверткой ломаного луча в пря-

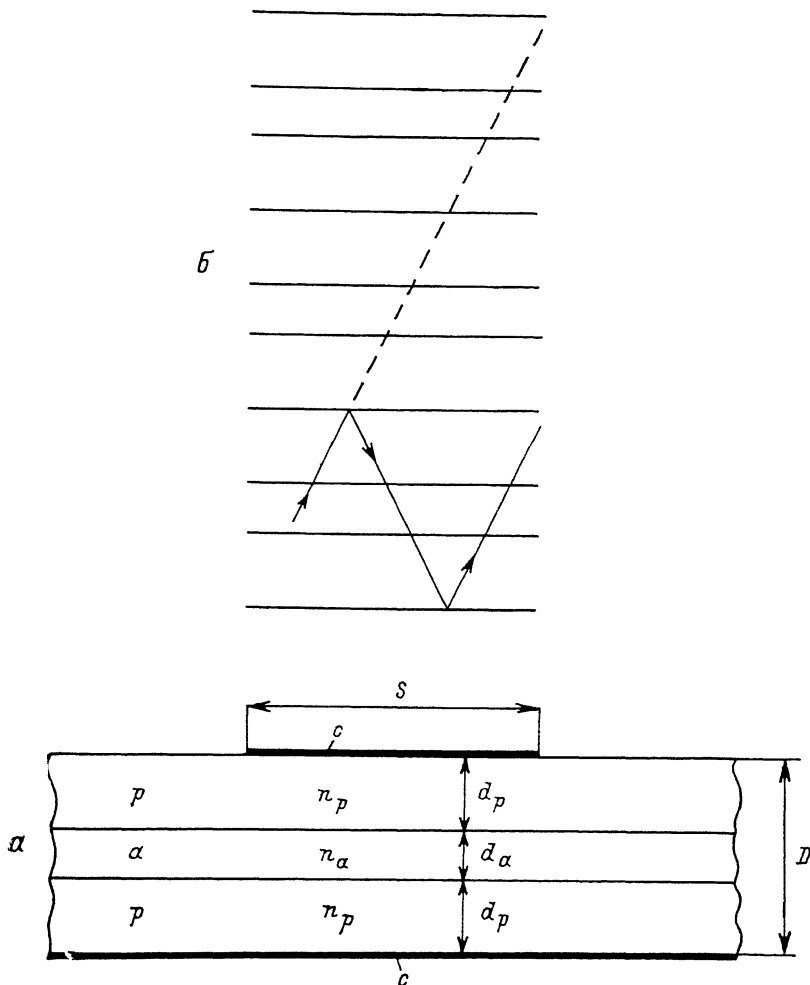


Рис. 1. Поперечный разрыв многопроходной полосковой структуры.

$a$  — активный слой,  $p$  — пассивные слои,  $c$  — отражающие покрытия ( $a$ ) и схема развертки ломаного луча в прямую линию ( $b$ ).

мую линию (рис. 1, б). Как видно, вторично через активный слой проходит только световой поток с шириной  $S - D \operatorname{tg} \theta \cos \varphi$ , и, следовательно, перепоглощается поток

$$d^3 F_2^{\sigma} = \frac{\psi S dz}{8\pi \kappa_a} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi M_p^2 (1 - M_a)^2 (1 - t) R^{\sigma}, \quad (2)$$

где

$$t = DS^{-1} \operatorname{tg} \theta \cos \varphi, \quad M_p = \exp(-\kappa_p d_p / \cos \theta),$$

$\kappa_p$  — коэффициент потерь в пассивных слоях,  $R^{\sigma}$  — коэффициент отражения на внешних покрытиях.

Аналогично получим, что при  $n$ -м прохождении перепоглощается в активном слое световой поток

$$d^3F_n^\sigma = \frac{\psi S dz}{8\pi x_a} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi M_a (1 - M_a)^2 (1 - (n-1)t) (\rho^\sigma)^{n-1}, \quad (3)$$

где  $\rho^\sigma = M_a M_p^2 R^\sigma$ . Таким образом, вообще перепоглощается поток

$$d^3F^\sigma = \sum_n d^3F_n^\sigma = \frac{\psi S dz d_a}{8\pi} \sin \theta d\theta d\varphi (1 - \eta^\sigma(\theta, \varphi)), \quad (4)$$

$$\eta^\sigma(\theta, \varphi) = \frac{\cos \theta (1 - M_a)}{x_a d_a M_a} \left\{ 1 - (1 - M_a) \sum_{n=1}^N (1 - (n-1)t) (\rho^\sigma)^{n-1} \right\}, \quad (5)$$

где  $N = [t^{-1} + 1]$ ,  $[ ]$  — знак целой части. Величина  $\eta^\sigma$  представляет собой относительную часть светового потока, которая поглощается вне активного слоя или выходит через боковые поверхности. Поскольку

$$\sum_{n=1}^N (1 - (n-1)t) (\rho^\sigma)^{n-1} = \left( 1 - t \rho^\sigma \frac{d}{d\rho^\sigma} \right) \sum_{n=0}^{N-1} (\rho^\sigma)^n = \left( 1 - t \rho^\sigma \frac{d}{d\rho^\sigma} \right) \left( \frac{1 - (\rho^\sigma)^N}{1 - \rho^\sigma} \right), \quad (6)$$

$\eta^\sigma$  можно представить в виде

$$\eta^\sigma = \frac{\cos \theta}{x_a d_a} (1 - M_a) \left\{ \frac{1 - M_p^2 R^\sigma}{1 - \rho^\sigma} + \frac{M_p^2 R^\sigma (1 - M_p^2)}{(1 - \rho^\sigma)^2} [t + (1 - tN) (\rho^\sigma)^{N-1} + (t(N-1) - 1) (\rho^\sigma)^N] \right\}. \quad (7)$$

Суммируя по поляризациям и всем направлениям, т. е. интегрируя по углам  $\theta$  и  $\varphi$ , получим, что потери излучения вне активного слоя на единицу объема этого слоя равны

$$\Pi = \frac{\psi}{\pi} \int_0^{\theta_c} d\theta \int_0^{\pi/2} d\varphi \sin \theta (\eta^{TE} + \eta^{TM}). \quad (8)$$

В гетеролазерах переизлучение спонтанной люминесценции в первую очередь приводит к снижению порогового уровня накачки (в частности, инжекционного тока). Если усиленной люминесценцией можно пренебречь (соответствующие условия представлены в [6]), то отношение радиационных потерь в лазерах без отражающих покрытий к соответствующей величине в лазерах с отражающими покрытиями на эмиттерах ( $f$ ), показывающее, во сколько раз может быть понижен уровень накачки, если внутренний квантовый выход люминесценции  $\beta$  в активном слое равен единице, выражается следующим образом:

$$f = \int_{\omega_g}^{\infty} \Pi_0(\omega) d\omega \left( \int_{\omega_g}^{\infty} \Pi(\omega) d\omega \right)^{-1}, \quad (9)$$

где  $\omega_g = E_g/\hbar$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны активного материала. Величина  $\Pi_0$  в (9) определяется формулой (8), где взято  $R^\sigma \equiv 0$ . [Если  $\beta < 1$ , то пороговая накачка снижается в  $f(\beta + f(1 - \beta))^{-1}$  раз].

Расчеты величины  $f$  проводились для гетеролазеров на основе системы AlAs — GaAs с нелегированными активными слоями при комнатной температуре. Спектры коэффициента поглощения (усиления)  $x_a(\omega)$  и спонтанной люминесценции  $\psi(\omega)$  рассчитывались в рамках модели прямых оптических переходов [7] при уровне возбуждения, где максимальный коэффициент усиления в активном слое равен  $50 \text{ см}^{-1}$ . Учитывались одна зона проводимости и одна валентная зона с параболическими законами дисперсии. Матричный элемент дипольного перехода рассчитывался в рамках модели Кейна [8]. В качестве высокоотражающих покрытий выступали благородный металл серебро [9] и внешняя граница полупроводник — воздух (гетеролазеры с оптической накачкой), для показателей преломления внутренних слоев применялись значения  $n_a = 3.6$  и  $n_p = 3.4$ .

Результаты расчета показывают, что влияние эффекта переизлучения проявляется только тогда, когда ширина структуры значительно превосходит ее

общую толщину (рис. 2 и 3). Заметим, что при заданных значениях уровня Ферми для электронов и дырок величина  $f$  зависит от толщины активного слоя через параметр  $\kappa_T d_a$ , где  $\kappa_T$  — коэффициент поглощения света невозбужденным полупроводником с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны на  $T$  ( $T$  — температура активного слоя в энергетических единицах). При комнатной температуре модель Кейна [8] и эксперимент [10] дают для этого коэффициента соответственно  $0.6 \cdot 10^4$  и  $10^4$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, неопределенность значений матричного элемента приводит только к масштабной неопределенности зависимостей, изображенных на рис. 3.

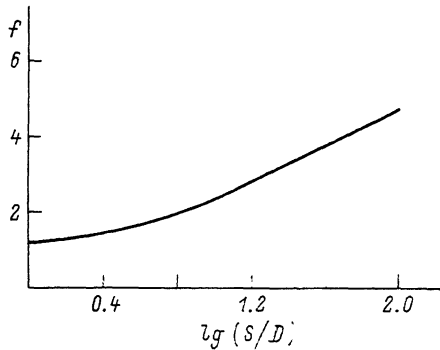


Рис. 2. Зависимость величины  $f$  от отношения ширины к общей толщине структуры для зеркально отражающих покрытий из серебра.

$$\kappa_T d_a = 0.4; \quad \kappa_P d_p = 2.5 \cdot 10^{-3}.$$

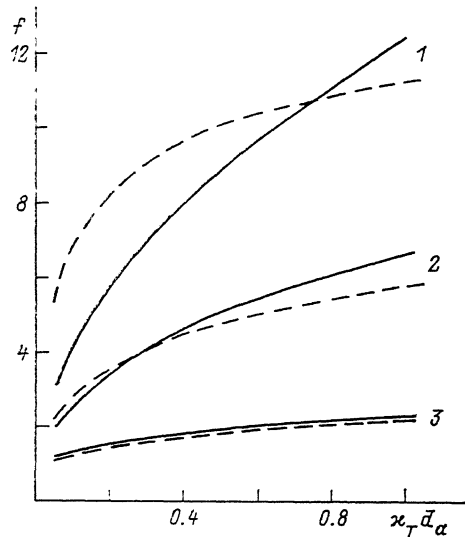


Рис. 3. Зависимость величины  $f$  от  $\kappa_T d_a$  при разных ширинах активного слоя.

Кривые рассчитаны для зеркально отражающих покрытий из серебра (сплошные кривые) и на основе перехода полупроводник—воздух (штриховые) при  $\kappa_P d_p = 5 \cdot 10^{-4}$ .  $S$ , мкм: 1 —  $\infty$ , 2 — 500, 3 — 50,  $D = 10$  мкм.

В заключение дадим один конкретный численный пример. Рассмотрим в качестве типичных параметров полоскового GaAs—GaAlAs-гетеролазера следующие: активная область не легирована и имеет толщину 0.2 мкм, эмиттеры содержат арсенид алюминия в количестве 30 мол% и имеют толщину 1 мкм, концентрация легирующих примесей в них  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, ширина полоски 20 мкм, суммарные пороговые потери в лазере для генерирующей моды 50 см<sup>-1</sup>. Если считать нанесенные на эмиттеры омические контакты зеркально отражающими, изготовленными из серебра, то ожидаемое снижение пороговой плотности тока по сравнению с обычным гетеролазером составляет 1.9 раза. Этот результат весьма ощутим. Естественно, он может быть значительно повышен, если сделать отражающими и боковые поверхности.

#### Список литературы

- [1] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Трукан М. К. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 561—565.
- [2] Халфин В. Б., Гарбузов Д. З., Давидюк Н. Ю. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1490—1496.
- [3] Алфёров Ж. И., Агафонов В. Г., Гарбузов Д. З. и др. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1497—1506.
- [4] Гарбузов Д. З., Ермакова А. Н., Румянцев В. Д. и др. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 4. С. 717—725.
- [5] Алфёров Ж. И., Гореленок А. Т., Груздов В. Г. и др. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 5. С. 257—262.
- [6] Адамсон П. В. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 23. С. 18—22.
- [7] Бассани Ф., Пастори Парравичини Дж. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. М., 1982. 391 с.
- [8] Kane E. O. // J. Phys. Chem. Sol. 1957. V. 1. P. 249—261.
- [9] Johnson P. B., Christy R. W. // Phys. Rev. 1972. V. 6. N 12. P. 4370—4379.
- [10] Sell D. D., Casey H. C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 2. P. 800—807.