

УДК 621.373

ВЛИЯНИЕ "ВЫТЕКАНИЯ" ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ВОЛНОВОДА $InGaAs/GaAs$ ЛАЗЕРА НА СПЕКТР УСИЛЕНИЯ И ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ

А. П. Богатов, О. М. Никитина

В результате экспериментальных исследований обнаружено наличие аномалий в ватт-амперных характеристиках, модуляции спектра усиления, особенностей картины излучения в дальнем поле гетеролазеров на основе квантоворазмерных напряженных структур в системе $InGaAs/GaAs$. Теоретически показано, что излучательные характеристики таких лазеров определяются их волноводными свойствами, которые зависят от толщины и состава эмиттерных слоев, и объясняются "вытеканием" поля из волновода.

Гетеролазеры с активной областью $InGaAs$ в виде напряженного квантоворазмерного слоя, излучающего на длине волны $\lambda = 0,98 \text{ мкм}$, привлекают особое внимание как источники накачки оптоволоконных усилителей легированных Er^{3+} [1-5]. Оптический волновод таких гетероструктур имеет существенную особенность – показатель преломления его сердцевинки близок к показателю преломления подложки ($GaAs$). Кроме того, подложка оказывается оптически прозрачной для лазерной длины волны. Это приводит к тому, что поле волноводной моды может испытывать некоторое "вытекание" из волновода и, отражаясь от границ лазерного кристалла, может частично возвращаться обратно в волноводный слой. Таким образом, создается своеобразный объемный резонатор в направлении, перпендикулярном слоям структуры.

Настоящая работа посвящена изучению влияния такого "вытекания" поля волноводной моды на спектр усиления и диаграмму направленности для лазеров двух типов: $InGaAs/GaAs/AlGaAs$ и $InGaAs/GaAs/InGaP$, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Пороговые токи I_n определенные по ватт-амперным характеристикам, лежали в пределах 17 – 40 мА. Схема слоев гетеролазера с обкладочными

(эмиттерными) слоями $AlGaAs$ представлена на рис. 1. Структура гетеролазера с обкладочными слоями $InGaP$ аналогична. (Параметры структуры приведены в подписи к рис. 1.)

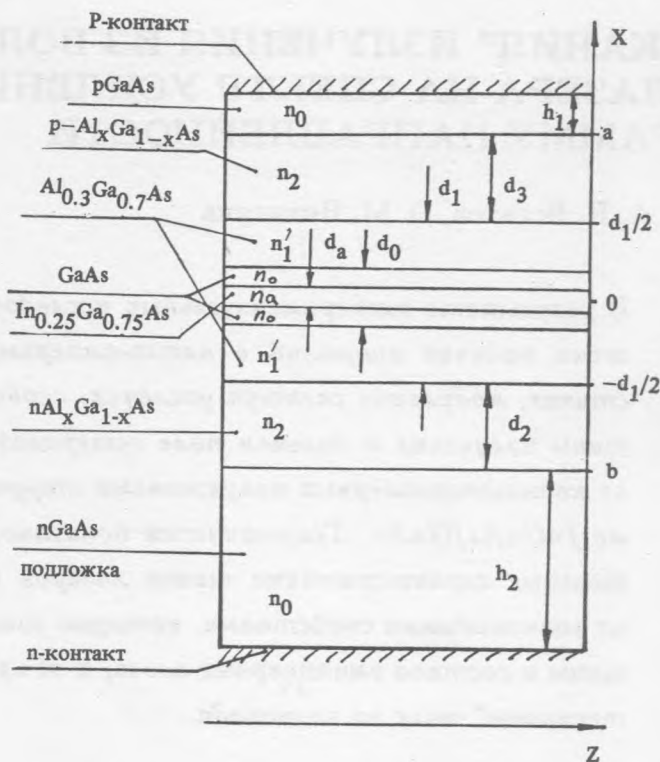


Рис. 1. Структура лазерного диода $InGaAs/GaAs/AlGaAs$. Типичные значения толщин: активный слой $In_{0.25}Ga_{0.75}As$ — $d_a \approx 45 - 70 \text{ \AA}$; $GaAs$ — $d_0 \approx 65 \text{ \AA}$; волноводный слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ — $d_1 \approx 0.1 - 0.2 \text{ мкм}$; обкладочные слои $Al_{0.46}Ga_{0.54}As$ — d_2 и $d_3 \approx 1.0 \text{ мкм}$; 1.2 мкм и 1.6 мкм ; верхний контактный слой $p-GaAs$ — $h_1 \approx 0.3 \text{ мкм}$, подложка $n-GaAs$ — $h_2 \approx 85 - 105 \text{ мкм}$. У лазеров $InGaAs/GaAs/InGaP$: $d_1 \approx 0.1 - 0.2 \text{ мкм}$, обкладочные слои $In_{0.48}Ga_{0.52}P$ — d_2 и $d_3 \approx 1.5 \text{ мкм}$.

Оптический поток сосредоточен в основном в области волновода $b < x < a$ ($b < 0, a > 0$). При распространении вдоль оси Z волна испытывает полное внутреннее отражение на границах между волноводным и эмиттерными слоями, при $x = a$ и $x = b$. Однако в обкладочных слоях существует экспоненциально затухающий "хвост" поля в направлении X перпендикулярно слоям. При конечных толщинах обкладочных слоев поле может затухать не полностью. Это приводит к тому, что в подложке и в верхнем контактном слое образца, прозрачных для лазерной длины волны, образуются "бегущие" волны, имеющие компоненту вектора распространения вдоль оси X . Другими

словами, эти волны есть результат "вытекания" поля из волновода за счет туннелирования через обкладочные слои с конечными толщинами d_2 и d_3 .

В данной работе рассчитано влияние такого "вытекания" поля на модовый коэффициент усиления. Предполагалось, что эффект "вытекания" поля из волновода мал и не приводит к существенному изменению распределения поля внутри волноводных слоев. В результате решения волноводной задачи для данной структуры, с учетом "вытекания", было получено выражение для модового усиления g_m :

$$g_m = \Gamma g - \alpha - \Delta\alpha, \quad (1)$$

где Γ – коэффициент оптического ограничения; g – материальное усиление в слое $InGaAs$; α – "среднее" поглощение в волноводе; $\Delta\alpha$ – дополнительные потери, обусловленные "вытеканием" излучения из волновода.

Эти дополнительные потери равны:

$$\Delta\alpha = \frac{4q'_2 p^2 \cos^2(q_1 d_1/2)}{\beta' d_{\phi} (p^2 + g_2'^2)} \left\{ \frac{e^{-2pd_3} (1 - |R_1|^2)}{|1 - R_1 e^{-i\psi}|^2} + \frac{e^{-2pd_2} (1 - |R_2|^2)}{|1 - R_2 e^{-i\psi}|^2} \right\}, \quad (2)$$

где q'_2 – действительная часть волнового вектора в подложке образца и в верхнем контактном слое; q_1 – волновой вектор в волноводных слоях; p – коэффициент затухания поля в обкладочных слоях; β' – действительная часть константы распространения вдоль оси волновода; d_{ϕ} – эффективный поперечный размер моды. $R_{1,2} = r_{1,2} \exp(2iq_2 h_{1,2})$, где $r_{1,2}$ – некие эффективные коэффициенты отражения по полю на границах образца. Набег фаз ψ определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}(\psi/2) = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 - Q_1^2}}{\sqrt{n_0^2 - n_1^2 + Q_1^2}}, \quad Q_1 = \lambda q_1/2\pi, \quad (3)$$

где n_0 – показатель преломления подложки и верхнего контактного слоя ($GaAs$), n_1 – эффективный показатель преломления в волноводных слоях.

Из выражения (2) следует, что значение дополнительных потерь $\Delta\alpha$ в основном определяется множителями $\exp(-2pd_3)$ и $\exp(-2pd_2)$, то есть толщинами обкладочных слоев d_3 и d_2 и их составом (значение p). Кроме того, $\Delta\alpha$ является осциллирующей функцией длины волны из-за наличия множителей $|1 - R_2 e^{-i\psi}|^{-2}$ и $|1 - R_1 e^{-i\psi}|^{-2}$. Эти величины имеют максимумы, когда выполняется условие

$$2q'_2 h_{1,2} - \psi - \varphi_{1,2} = 2\pi m, \quad (4)$$

где h_1 и h_2 – соответственно толщины верхнего контактного слоя и подложки; $\varphi_{1,2}$ – фазовый сдвиг при отражении от границ кристалла; $r_{1,2} = |r_{1,2}| \exp(-i\varphi_{1,2})$; $m = 0, 1, 2, \dots$ – целые числа. Максимум модуляции $\Delta\alpha$ соответствует минимуму модуляции спектра усиления g_m .

Спектральный период осцилляций (спектральное расстояние между двумя ближайшими минимумами) будет определяться выражением:

$$\Delta\lambda_{1,2} = \frac{\lambda^2}{2h_{1,2}Q_2^*}, \quad Q_2^* = Q_2' - \frac{\partial Q_2'}{\partial \lambda} \lambda, \quad Q_2' = \operatorname{Re}(\lambda q_2/2\pi). \quad (5)$$

То есть спектр модового усиления лазера должен быть промодулирован с двумя периодами: $\Delta\lambda_1$, обусловленным отражением "вытекающей" волны от верхнего контакта, и $\Delta\lambda_2$ – за счет "вытекания" поля в подложку. Причем глубина модуляции должна зависеть от толщины и состава обкладочных слоев.

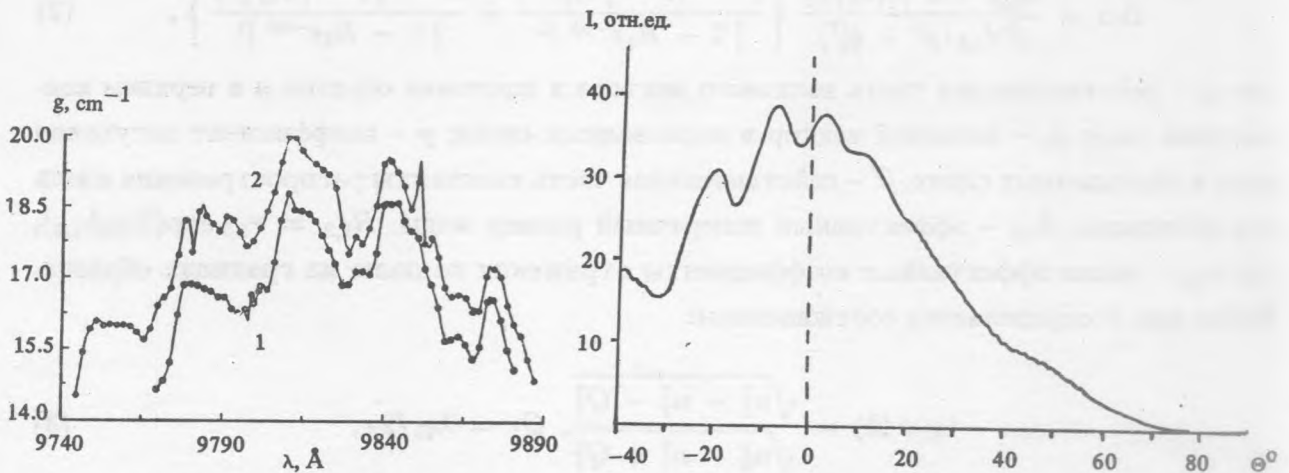


Рис. 2. Спектры модового усиления гетеролазера с толщиной обкладочного слоя AlGaAs 1.3 мкм при токах $0.82 I_n$ (1) и $0.87 I_n$ (2).

Рис. 3. Распределение интенсивности излучения в дальнем поле гетеролазера $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{InGaP}$ с толщиной обкладочного слоя 1.5 мкм перпендикулярно слоям структуры. Положительные значения оси градусов соответствуют направлению к подложке образца.

Эксперименты показали, что у лазеров $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с обкладочными слоями AlGaAs толщиной $d_2 \approx 1,0$ и $1,2$ мкм действительно наблюдалась модуляция спектра суперлюминесценции. С помощью внешнего дисперсионного резонатора, по

методике, близкой к описанной в работе [6], были получены спектры усиления $g(\lambda)$ такого лазера при двух значениях тока накачки (рис. 2). Это позволило определить глубину и период модуляции модового усиления, которые составили, соответственно, $\approx 0,5 \text{ см}^{-1}$ и $\approx 30,0 \text{ \AA}$. Эти величины удовлетворительно согласуются с расчетными данными для периода $\Delta\lambda_2$ за счет "вытекания" поля в подложку образца.

Расчеты также показали, что при увеличении толщины обкладочных слоев глубина модуляции уменьшается и уже при $d_2 \sim 1,5 \text{ мкм}$ эффект "вытекания" поля из волновода настолько мал, что не оказывает заметного влияния на спектр усиления. Это согласуется с тем, что у лазеров с обкладочными слоями $AlGaAs$ и $InGaP$ при $d_2 \approx 1,5 \text{ мкм}$ модуляция спектра экспериментально не наблюдалась.

Однако у лазеров $InGaAs/GaAs/InGaP$ при токе $\approx 60 \text{ мА}$ было обнаружено резкое падение ватт-амперной характеристики до нулевого значения лазерной мощности, не связанное с деградацией образца. Картина излучения в дальнем поле в направлении перпендикулярно слоям у этих лазеров также имела аномалии (рис. 3).

Это, по-видимому, может быть объяснено "вытеканием" поля в верхний контактный слой. Действительно, период модуляции спектра усиления, связанный с "вытеканием" поля в p -эмиттер, $\Delta\lambda_1 \approx 10^4 \text{ \AA}$, что намного превышает интервал λ , занимаемый кривой усиления ($\approx 200 \text{ \AA}$). Поэтому очевидно, что в спектральную область, где коэффициент усиления положительный, может попасть либо один минимум, либо один максимум модуляции. Это будет сказываться только на изменении общего модового усиления g_m и будет мало отражаться на виде его спектрального контура. Влияние отражения "вытекающего" поля от верхней границы образца может быть настолько сильным, что при попадании минимума модуляции спектра суперлюминесценции с периодом $\Delta\lambda_1$ ($2q_2' h_1 - \psi - \varphi_1 = 2\pi m$) в максимум кривой усиления $g_m(\lambda)$, потери на "вытекание" будут настолько велики, что лазерная генерация может быть вообще не достигнута или она может срываться при увеличении тока накачки.

"Вытекание" поля через p -эмиттер может влиять также и на картину излучения в дальнем поле, сдвигая основной максимум распределения в сторону p -контакта и давая дополнительные лепестки при выходе с торца лазера (рис. 3).

Таким образом, в настоящей работе показано, что в гетеролазерах на основе квантоворазмерных напряженных структур в системе $InGaAs/GaAs$ их волноводные свойства могут существенным образом влиять на излучательные характеристики этих лазеров. В частности, "вытекание" поля из волновода (при определенных значениях толщины и состава эмиттерных слоев) и наличие отражений от контактов могут модулировать

спектральную кривую усиления. Чувствительность потерь к фазовому соотношению между "вытекающим" и отраженным от верхнего контакта полем может приводить к срыву генерации и заметным образом влиять на картину излучения лазера в дальнем поле.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Yablono vitch E., Kane E. O. J. Lightwave Technol., **LT-4**, 504 (1986).
- [2] Adams A. R. Electron. Lett., **22**, 249 (1986).
- [3] Laidig W. D., Caldwell P. J., Lin Y. F., Peng C. K. Appl. Phys. Lett., **44**, 635 (1984).
- [4] Fekete D., Chan K. T., Ballantyne J. M., Eastman L. F. Appl. Phys. Lett., **49**, 1659 (1986).
- [5] Yang Y. J., Hsich K. Y., Kolbas R. M., Appl. Phys. Lett., **51**, 215 (1987).
- [6] Gade N., Osmundsen J. H. IEEE J. Quant. Electron., **QE-19**, 1238 (1983).

Поступила в редакцию 2 февраля 1994 г.