

# Селекция поляризации излучения при разогреве носителей тока в лазерах с вертикальным резонатором, излучающих через поверхность

© Б.С. Рывкин, А.М. Георгиевский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 февраля 1999 г. Принята к печати 10 февраля 1999 г.)

Рассмотрен вопрос о переключении поляризации излучения в лазерах с вертикальным резонатором, излучающих через поверхность, (VCSEL). Показано, что разогрев дырок в  $p$ -распределенных брэгговских зеркалах и электронов и дырок в квантовых ямах активной области приводит к переключению поляризации VCSEL. Развитая модель позволяет объяснить результаты экспериментов по переключению поляризации VCSEL при постоянной температуре активной области.

## Введение

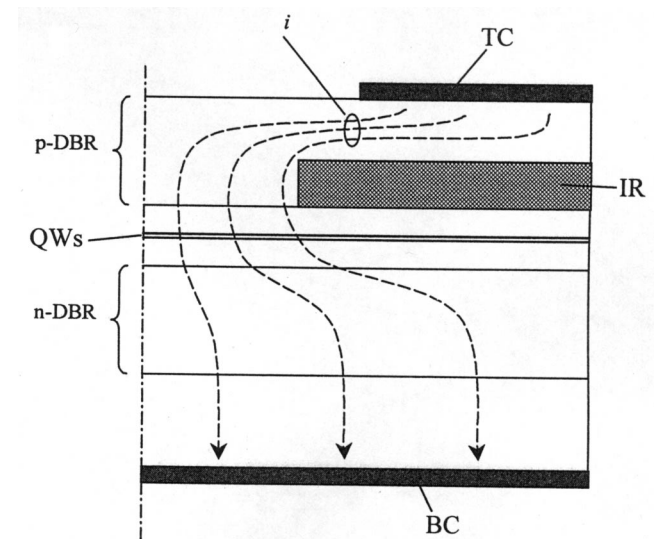
Поляризационные характеристики излучения в лазерах с вертикальным резонатором, излучающих через поверхность, (Vertical Cavity Surface Emitting Laser — VCSEL) существенным образом отличается от соответствующих характеристик "торцевых" полупроводниковых лазеров [1–5]. Это связано с наличием цилиндрической симметрии в VCSEL, когда направление излучения и инжекции носителей тока перпендикулярно плоскости активного слоя и направлено вдоль оси цилиндрической симметрии.

Обычно VCSEL выращиваются на подложках  $n$ -GaAs ориентации (100), т.е. излучение и инжекция носителей тока направлены вдоль одной из кубических осей [100]. Тем не менее было экспериментально показано, что протонно-имплантированные VCSEL (рис. 1) генерируют линейно поляризованное излучение. Направление поляризации этого излучения в плоскости (100) обычно совпадает с одним из эквивалентных кристаллографических направлений [110] или  $[1\bar{1}0]$ . Было показано также, что при превышении тока инжекции над пороговым на величину 10÷50% (т.е. в области генерации фундаментальной гауссовой поперечной моды) исходная поляризация излучения может переключаться на ортогональную. Частоты излучения ортогональных поляризаций **1** и **2** различаются на малую величину  $\Delta f = 1\div 40$  ГГц. Различие длин волн двух ортогональных поляризаций связывается с двойным лучепреломлением в резонаторе VCSEL, которое обусловлено напряжениями и деформациями, непреднамеренно введенными в процессе изготовления [6], или (и) электрооптическим эффектом за счет внутренних электрических полей, существующих в VCSEL [7]. При двойном лучепреломлении показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$  для двух ортогональных поляризаций незначительно различаются. Таким образом, излучение двух различных поляризаций со слегка различными длинами волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) может в принципе генерироваться в резонаторе VCSEL.

До настоящего времени при анализе поляризационных свойств VCSEL считалось, что при протекании импульсов тока инжекции через VCSEL температура дырок и

электронов в пассивной и активной областях совпадает с температурой решетки. Считалось также, что усиление в VCSEL селективно по длине волны, а потери не селективны, и поляризация излучения VCSEL в этом случае определяется только селективностью усиления.

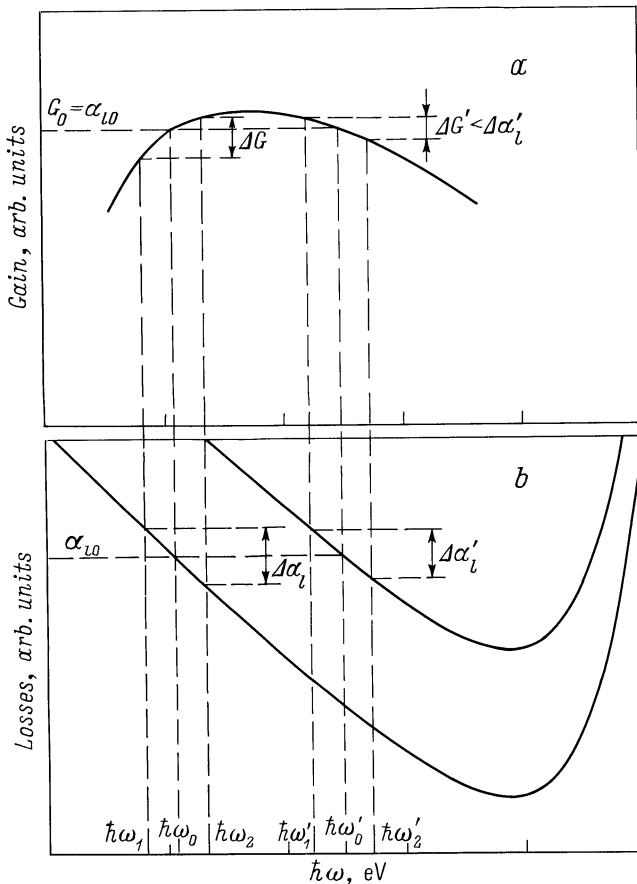
Цель настоящей работы — показать, что разогрев электронов и дырок относительно решетки в активной и пассивной частях VCSEL может привести к быстрому переключению поляризации излучения VCSEL. Будет показано также, что селективность потерь по длине волны за счет поглощения на свободных дырках в слоях брэгговского зеркала может быть важна при определении поляризации излучения VCSEL. Качественное сопоставление развитой модели с результатами экспериментов по быстрому переключению поляризации (ПП) излучения VCSEL при постоянной температуре активной области [8] показало, что предложенный механизм может быть ответственным за ПП, имевшее место в [8].



**Рис. 1.** Схематическое изображение VCSEL на квантовых ямах;  $p$ -DBR,  $n$ -DBR — распределенные брэгговские зеркала; QWs — квантовые ямы в активной области; IR — имплантированная область; TC, BC — верхний и нижний контакты.

## 1. Селективность потерь в VCSEL

Поляризация излучения VCSEL зависит от соотношения коэффициентов усиления ( $g_1$  и  $g_2$ ) для двух ортогональных поляризаций и от соотношения потерь ( $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ) для этих поляризаций. В принципе под усилением и потерями надо понимать модовое усиление и модовые потери. При этом учет различия в распределении поля в плоскости активного слоя для мод различной поляризации (со слегка различными длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) в некоторых случаях может оказаться важным для поляризационных свойств VCSEL [5,9]. Будем в дальнейшем, однако, считать, что в нашем случае различие в распределении этих мод в плоскости активного слоя не влияет существенно на поляризационные свойства VCSEL, т.е. будем им пренебрегать. Известно также, что различием в отражении для мод двух ортогональных поляризаций многослойными полупроводниковыми брэгговскими зеркалами, в которых отсутствует поглощение, можно пренебречь. Таким образом, будем считать, что именно поведение коэффициентов усиления  $g_1$  и  $g_2$  в



**Рис. 2.** Схематические зависимости усиления (а) и потерь (б) от энергии фотона. Показаны две возможные ситуации: линия генерации  $\hbar\omega_0$  расположена на низкоэнергетичном крае контура усиления и линия генерации  $\hbar\omega'_0$  расположена на высокоэнергетичном крае контура усиления, что соответствует различным зависимостям потерь от энергии фотона.

материале активного слоя и коэффициентов поглощения света  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  в пассивной части VCSEL определяет его поляризационные свойства.

На рис. 2, а схематически показана зависимость коэффициента усиления от энергии фотона  $g(\hbar\omega)$  для активной области гетеролазера. Пусть потери VCSEL не зависят от энергии фотонов. В этом случае поляризация излучения (**1** или **2**) будет определяться положением линий излучения  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$  относительно максимума контура усиления  $g(\hbar\omega)$ . Сдвиг контура усиления по энергии за счет сдвига края зоны с изменением температуры активной области при изменении тока инжекции может привести к переключению поляризации VCSEL на ортогональную [2].

На рис. 2, б схематически показана зависимость потерь от энергии фотона  $\alpha_i(\hbar\omega)$  при поглощении света в пассивной части гетеролазера, когда  $(E_g < E'_g) > \hbar\omega$ , где  $E_g, E'_g$  — ширины запрещенных зон активной и самой узкозонной из пассивных областей гетеролазера соответственно. При  $\hbar\omega \ll E'_g$   $\alpha_i(\hbar\omega)$  определяется поглощением света на свободных носителях, уменьшающимся с ростом  $\hbar\omega$ . При  $\hbar\omega \leq E'_g$  коэффициент поглощения экспоненциально растет с приближением  $\hbar\omega$  к  $E'_g$  (правило Урбаха). Пусть поглощение света имеет место главным образом в брэгговских зеркалах VCSEL. В этом случае зависимость оптических потерь  $\alpha_i(\hbar\omega)$  за счет уменьшения коэффициента отражения зеркал при увеличении поглощения в них схематически будет иметь такой же вид, как на рис. 2, б (см. формулу (4) настоящей работы). С учетом зависимости  $\alpha_i(\hbar\omega)$  стационарный режим генерации преимущественно поляризации **2** будет иметь место, если при  $G_0 = \alpha_{i0}$

$$\frac{G_2}{\alpha_{i2}} > \frac{G_1}{\alpha_{i1}} \quad \text{или} \quad \frac{g_2}{g_1} > \frac{\alpha_{i2}}{\alpha_{i1}},$$

$$\text{или} \quad \left. \frac{dG}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0} > \left. \frac{d\alpha_i}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0}, \quad (1)$$

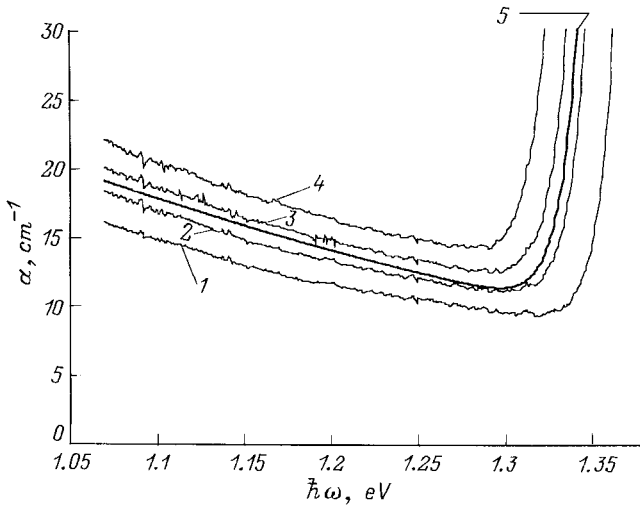
где  $G = (a/L)g$ ,  $a$  — толщина активной области,  $L$  — эффективная толщина резонатора VCSEL. Энергия излучаемых фотонов  $\hbar\omega_{1,2}$  определяется параметрами резонатора и постоянна для данного VCSEL. Напротив, если выполняются обратные неравенства

$$\frac{G_2}{\alpha_{i2}} < \frac{G_1}{\alpha_{i1}} \quad \text{или} \quad \frac{g_2}{g_1} < \frac{\alpha_{i2}}{\alpha_{i1}},$$

$$\text{или} \quad \left. \frac{dG}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0} < \left. \frac{d\alpha_i}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0}, \quad (2)$$

то VCSEL будет преимущественно генерировать излучение с поляризацией **1**.

Рассмотрим ситуацию, представленную на рис. 2, когда потери в VCSEL определяются поглощением на свободных носителях. Пусть линия генерации находится на низкоэнергетичном (длинноволновом) крае контура усиления. В этом случае, очевидно, всегда выполняются неравенства (1) и будет генерироваться излучение с



**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости коэффициента поглощения *p*-GaAs ( $p \approx 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) от энергии фотона при различных температурах решетки  $T, \text{ K}$ : 1 — 295, 2 — 318, 3 — 346, 4 — 370. 5 — расчетная зависимость  $\alpha(\hbar\omega)$ , построенная по формуле (3).

поляризацией **2**. Допустим теперь, что линия генерации находится на высокоэнергетичном (коротковолновом) крае контура усиления. В этом случае могут реализоваться как неравенства (1) (генерируется излучение с поляризацией **2**), так и неравенства (2) (генерируется излучение с поляризацией **1**).

При  $\hbar\omega \leq E'_g$  (поглощение определяется правилом Урбаха) излучение с поляризацией **1** или **2** может генерироваться, когда линия генерации расположена на низкоэнергетичном (длинноволновом) крае контура усиления. Это в принципе может иметь место при больших перегревах брэгговского зеркала.

В протонно-имплантированных VCSEL (рис. 1) поглощение на свободных носителях важно главным образом в их *n*- и особенно *p*-распределенных брэгговских зеркалах (РБЗ). Мы будем считать важными и рассматривать лишь оптические потери в *p*-РБЗ.<sup>1</sup> При этом будем полагать также, что коэффициент поглощения свободными дырками в *p*-AlGaAs не зависит от содержания Al в AlGaAs, так как структура валентной зоны AlGaAs не зависит от содержания Al.

Мы не нашли в литературе данных по коэффициенту поглощения в *p*-GaAs при  $\hbar\omega \leq E'_g$  для температур выше комнатной. Результаты наших измерений зависимости

<sup>1</sup> AlGaAs- и AlAs-слои РБЗ легируются до уровня  $p \sim n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , чтобы уменьшить их электрическое сопротивление. При таких высоких уровнях легирования коэффициенты поглощения света на свободных носителях при комнатной температуре могут достигать значительных величин. Однако сечение поглощения света электронами в AlAs-слоях *n*-РБЗ мало, так как эффективная масса электронов в *n*-AlAs велика. С другой стороны, для получения малого сопротивления обоих РБЗ уровень легирования слоев *p*-РБЗ должен быть выше, чем слоев *n*-AlGaAs (с малым процентом Al) *n*-РБЗ. Отметим также, что в слоях *n*-AlGaAs с малым процентом Al в области  $0.9 \div 2.0 \text{ мкм}$  поглощение на электронах фактически не зависит от энергии фотона [10].

коэффициента поглощения от энергии фотона,  $\alpha(\hbar\omega)$ , в *p*-GaAs с концентрацией носителей  $p = (1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для различных температур приведены на рис. 3.

При энергиях  $\hbar\omega < 1.3 \text{ эВ}$  и при комнатной температуре и выше коэффициент поглощения на дырках определяется переходами из подзоны тяжелых дырок, **1**, в отщепленную дырочную подзону, **3**. В этом случае коэффициент поглощения  $\alpha_{13}$  определяется заполнением дырками состояний в зоне тяжелых дырок, откуда идут прямые переходы в отщепленную подзону [11,12]. С увеличением энергии фотона энергия этих состояний увеличивается и коэффициент поглощения соответственно уменьшается вплоть до энергий фотонов, когда определяющими становятся межзонные переходы.

При использовании выражения для коэффициента поглощения ( $\alpha_{13}$ ) при переходах из подзоны тяжелых дырок в отщепленную подзону [11,12] и экспоненциальной зависимости коэффициента поглощения вблизи края поглощения ( $\alpha_U$ ) (правило Урбаха) наши экспериментальные зависимости хорошо аппроксимируются выражением (рис. 3)

$$\alpha = \alpha_{13} + \alpha_U = \frac{A}{\hbar\omega} \left[ \frac{\hbar\omega - \Delta}{kT} \right]^{3/2} \exp \left[ -B \frac{\hbar\omega - \Delta}{kT} \right] + C \exp \left[ D \frac{\hbar\omega - E_g(T)}{kT} \right] \quad (3)$$

при значениях коэффициентов  $A = 1.85 \text{ эВ/см}$  и  $B = 0.096$ , где  $\Delta = 0.34 \text{ эВ}$ . Зависимость  $E_g(T)$  для GaAs взята из [13].

Для определения коэффициента отражения брэгговскими зеркалами при учете поглощения света в них могут использоваться выражения, приведенные в [14,15]. Эти зависимости упрощаются для большого числа слоев. Можно показать, что в этом приближении зависимость величины коэффициента отражения от коэффициентов поглощения в слоях зеркал, когда коэффициенты поглощения не слишком велики,  $\alpha\lambda \ll 1$  и  $\alpha\lambda \ll |n_{ng} - n_{wg}|$ , определяется для случая поглощения на свободных дырках выражением [15]

$$R \approx 1 - \frac{\lambda(n_{ng}^2 + n_{wg}^2)}{2n_0(n_{ng}^2 - n_{wg}^2)} \alpha_{13} = 1 - K\alpha_{13}, \quad (4)$$

где  $n_{wg}$  и  $n_{ng}$  — показатели преломления широкозонного и узкозонного слоев интерференционного зеркала;  $n_0$  — показатель преломления материала резонатора. Считая, что отличие коэффициентов отражения *n*- и *p*-РБЗ от единицы определяется в основном величинами коэффициентов поглощения в них, и полагая коэффициент поглощения в *n*-РБЗ равным нулю, имеем при  $R_n = 1$

$$\alpha_l = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{R_n R_p}} \right] \approx \frac{1}{2L} (1 - R_p) \approx \frac{K}{2L} \alpha_{13}. \quad (5)$$

Выражение (5) можно использовать, когда состав брэгговских зеркал выбран таким образом, что  $\hbar\omega_0 \ll E_g$

даже для узкозонных слоев зеркал. В этом случае

$$\frac{d\alpha_l}{d(\hbar\omega)} \approx -\alpha_l(\hbar\omega, T) \left[ \frac{B}{kT} - \frac{3}{2} \frac{1}{\hbar\omega - \Delta} + \frac{1}{\hbar\omega} \right]. \quad (6)$$

Для AlGaAs/AlAs-РБЗ производная  $d\alpha_l/d(\hbar\omega)$  практически не зависит от температуры.

Аналогичная (3) зависимость для оптических потерь будет иметь место в VCSEL с контактами внутри резонатора (intracavity-contacted VCSEL) [16] в сильно легированном контактном слое.

Вблизи максимума усиления величина  $d\alpha_l/d(\hbar\omega)$  может легко превысить значения  $dG/d(\hbar\omega)$ , и таким образом селективность потерь будет существенным образом влиять на поляризационные свойства VCSEL. Так, например, в [9] начальная поляризация излучения протонно-имплантированного VCSEL, генерирующего излучение на высокоэнергетичном (коротковолновом) крае контура усиления, наряду с механизмом термической линзы определялась также механизмом селективности потерь по энергии кванта. Когда увеличение тока инжекции приводит к разогреву брэгговских зеркал и активной области, поведение поляризации VCSEL может быть установлено с использованием (1), (2), (6) и результатов [9], если эффект термической линзы важен.

## 2. Разогрев носителей тока в VCSEL

Здесь мы рассмотрим только наиболее интересную ситуацию, когда переключение поляризации излучения связано с безынерционным локальным разогревом дырок и электронов в активной области и  $p$ -слоях VCSEL без соответствующего разогрева кристаллической решетки при протекании тока инжекции. Такой механизм может быть эффективен, потому что теплоемкость газа дырок ( $C_p$ ) и электронов ( $C_n$ ) с концентрацией порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  на 5 порядков меньше теплоемкости кристаллической решетки ( $C_l$ ). Поэтому разогрев дырок и электронов может существенно превысить разогрев решетки, если  $(C_n/\tau_r, C_p/\tau_r) < C_l/\tau_l$ , где  $\tau_r \sim 10^{-12} \text{ с}$  — время релаксации температуры общей массы разогретых носителей при испускании оптических фононов,  $\tau_l$  — наименьшее из двух времен: релаксации температуры кристаллической решетки и длительности импульса инжекции.

Разогрев электронов и дырок относительно решетки локализован. Важным является вопрос о соотношении величин разогрева носителей в  $p$ -РБЗ и квантовых ямах (КЯ) активного слоя. Нижняя граница перегрева носителей относительно температуры решетки  $\Delta T = T - T_0$  ( $T_0$  — температура решетки) можно оценить из уравнений баланса, считая дырки невырожденными.

Для КЯ (QW) активного слоя

$$\frac{3}{2} k \Delta T_{QW} \sim \frac{\Delta j (\Delta E/q)}{d_{QW} p_{QW}} \tau_r, \quad (7)$$

где  $\Delta j$  — приращение плотности импульсного тока инжекции, греющего носители относительно решетки (максимальная величина  $\Delta j_{\max} \sim 5 \text{ кА/см}^2$ );

$\Delta E \approx \Delta E_c + \Delta E_v \sim 0.25 \text{ эВ}$  — энергия, передаваемая парой носителей, релаксирующих с барьеров КЯ, основной массе термализованных носителей [17] ( $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  — высоты барьеров в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно);  $p_{QW} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — переменная при разогреве концентрация дырок в КЯ;  $d_{QW} \sim 80 \text{ \AA}$  — толщина слоя КЯ. При написании (7) учтено, что теплоемкость сильно вырожденного электронного газа в несколько раз меньше теплоемкости слабо вырожденного газа дырок.

Для  $p$ -РБЗ (DBR)

$$\frac{3}{2} k \Delta T_{DBR} \sim \frac{\Delta j \cdot V}{d_{DBR} \cdot p_{DBR}} \tau_r', \quad (8)$$

где  $V$  — падение напряжения на  $p$ -РБЗ (максимальная величина  $V_{\max} \sim 5 \text{ В}$ );  $d_{DBR} \cdot p_{DBR} \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  — плотность дырок, суммированная по всем слоям РБЗ с модуляционным легированием [15];  $\tau_r' \sim 3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  — время релаксации температуры дырок с концентрацией больше  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , аккумулированных вблизи гетеробарьеров РБЗ.

При плотности тока  $\Delta j \sim 5 \text{ кА/см}^2$  перегрев составляет  $\Delta T_{QW} \approx 5 \text{ К}$  и  $\Delta T_{DBR} \approx 20 \text{ К}$ .

Пусть эффективный разогрев электронов и дырок в КЯ активной области VCSEL происходит выше порога генерации. Разогрев носителей приводит к уменьшению расстояния между квазиуровнями Ферми ( $F_p$  и  $F_n$ ). При этом усиление  $g(\hbar\omega)$  уменьшается. Для того чтобы поддержать усиление при энергии  $\hbar\omega_0$  на уровне потерь ( $G_0 = \alpha_{l0}$ ), с изменением температуры носителей в КЯ концентрация разогретых носителей тока в КЯ ( $n_{QW}^h = p_{QW}^h$ ) должна возрасти относительно концентрации "холодных" носителей в КЯ ( $n_{QW}^c = p_{QW}^c$ ) на величину, определяемую из условия

$$G(\hbar\omega_0, T_{QW}^h, p_{QW}^h) = G(\hbar\omega_0, T_{QW}^c, p_{QW}^c).$$

Здесь  $T_{QW}^h$  — температура горячих носителей в КЯ,  $T_{QW}^c$  — температура холодных носителей в КЯ и термин "холодные" применительно к носителям означает, что их температура равна температуре решетки. При этом контур усиления в значительной степени вернется к своему первоначальному положению.

За счет разогрева дырок в  $p$ -РБЗ их температура увеличивается до  $T_{DBR}^h$ , коэффициент поглощения в  $p$ -РБЗ возрастет, что приведет к дальнейшему росту концентрации горячих носителей в КЯ так, чтобы выполнялось условие  $G(\hbar\omega_0, T_{QW}^h, p_{QW}^h) = \alpha_l(\hbar\omega_0, T_{DBR}^h)$ .

Рост концентрации носителей в активной области приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину [18]

$$\Delta E_g [\text{эВ}] \approx -0.032 [\text{эВ}] \frac{(p_{QW}^h [\text{см}^{-3}])^{1/3} - (p_{QW}^c [\text{см}^{-3}])^{1/3}}{10^6 [\text{см}^{-1}]}. \quad (9)$$

<sup>2</sup> Насыщение ватт-амперной характеристики VCSEL [8] при постоянной температуре активной области свидетельствует о росте потерь, который обусловлен в основном разогревом носителей в КЯ. Таким образом, оценка (7) дает заниженное значение  $\Delta T_{QW}$ . Увеличение  $\Delta T_{QW}$  приведет к несколько большим значениям  $p_{QW}$  и  $\Delta E_g$  на рис. 5.

Как будет ясно из дальнейшего рассмотрения, при больших уровнях инжекции в результате разогрева носителей в VCSEL максимум контура усиления сдвигается в сторону меньших энергий.

Для коэффициента усиления материала активной области  $g$  имеем [19]

$$g(\hbar\omega, T_{QW}, p_{QW}) = \alpha_{QW}(\hbar\omega) [f_n(E_n, T_{QW}, n_{QW}) + f_p(E_p, T_{QW}, p_{QW}) - 1], \quad (10)$$

где  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$  — коэффициент поглощения материала активной области при таких концентрациях носителей, когда заполнением состояний в зонах можно пренебречь, но кулоновское взаимодействие электронов и дырок заэкранировано;  $f_n(E_n, T_{QW}, n_{QW})$  и  $f_p(E_p, T_{QW}, p_{QW})$  — функции распределения электронов и дырок в активной области лазера при протекании тока инжекции,  $E_n$  и  $E_p$  — энергии электронов и дырок, между которыми осуществляются оптические переходы с энергией фотонов  $\hbar\omega_0$ .

Будем считать, что при оптических переходах в КЯ выполняется правило отбора по волновому вектору ( $\mathbf{k}$ -selection rule) [18] и эти переходы происходят только между подзонами размерного квантования с равными квантовыми числами ( $n_c = n_v$ , где индексы  $c$  и  $v$  относятся соответственно к зоне проводимости и валентной зоне). В этом случае в области края поглощения при оптических переходах между состояниями с  $n_c = n_v = 1$   $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$  сначала линейно возрастает, а затем насыщается (рис. 4) вплоть до энергий, где становятся возможны переходы между состояниями с  $n_c = n_v = 2$ . Диапазон энергий, при которых имеет место рост  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$ , определяется однородным уширением линии поглощения. Представленная на рис. 4 зависимость  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$  близка к расчетной [18] для типичной КЯ активной области гетеролазера.

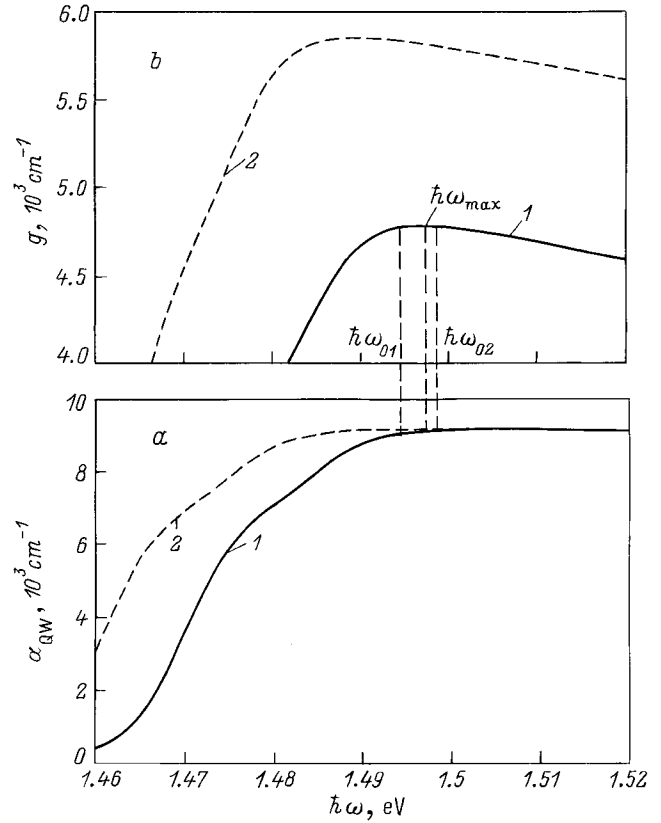
При больших уровнях инжекции, которые были реализованы в [8], вблизи максимума усиления  $f_n \approx 1$ ,  $df_n/d(\hbar\omega) \approx 0$ . Поэтому имеем

$$g(\hbar\omega, T_{QW}, p_{QW}) \approx \alpha_{QW}(\hbar\omega) \times f_p[B'(\hbar\omega - E_g), T_{QW}, p_{QW}], \quad (11)$$

$$\left. \frac{dg}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0} \approx f_0 \left[ \left. \frac{d\alpha_{QW}}{d(\hbar\omega)} \right|_{\hbar\omega_0} - B' \alpha_{QW}(\hbar\omega_0) \frac{1 - f_0}{kT_{QW}} \right], \quad (12)$$

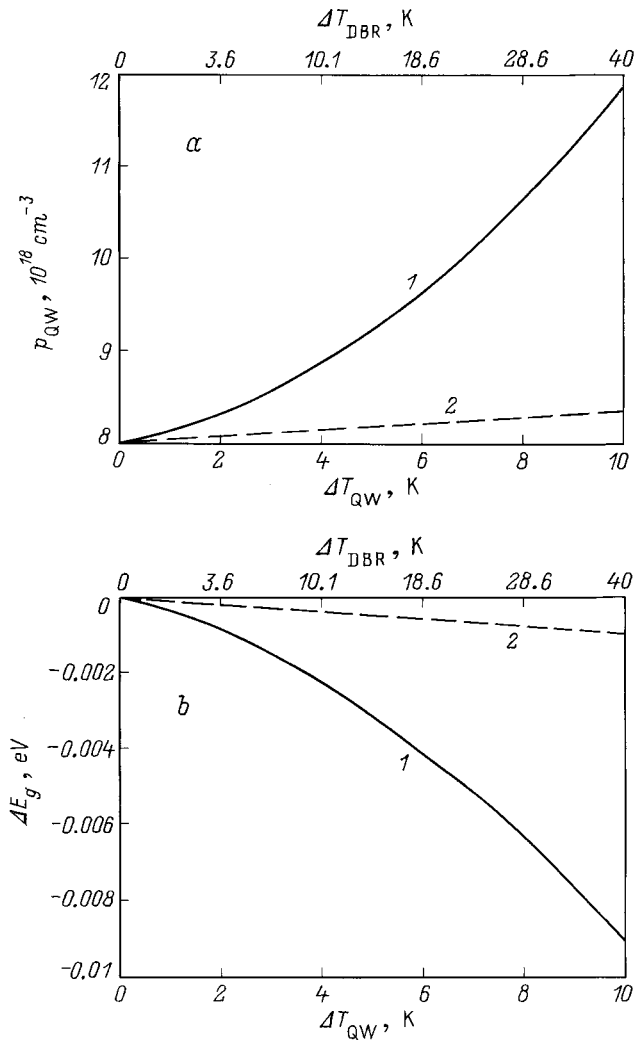
где  $f_0 = f_p[B'(\hbar\omega_0 - E_g), T_{QW}, p_{QW}]$ , величина  $B' \approx 0.1$  определяется отношением эффективных масс электронов и дырок.

Для зависимости  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$ , представленной на рис. 4, при больших концентрациях холодных носителей в КЯ ( $p^c$ ) максимум  $g(\hbar\omega)$  расположен в интервале перехода  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$  от области с линейным ростом к области насыщения.



**Рис. 4.** *a* — зависимости коэффициента поглощения от  $\hbar\omega$  в типичной КЯ активной области гетеролазера при отсутствии инжекции. *b* — соответствующие зависимости усиления от  $\hbar\omega$ . 1 — перегрев инжектированных носителей относительно решетки отсутствует (холодные носители); 2 — носители, инжектированные в активную область, перегреты:  $\Delta T_{QW} = 10$  К,  $\Delta T_{DBR} = 40$  К.  $\hbar\omega_{01}, \hbar\omega_{02}$  — два возможных положения линии генерации вблизи максимума усиления  $\hbar\omega_{max}$  для случая холодных носителей.

С разогревом носителей в КЯ и в  $p$ -РБЗ (на  $\Delta T_{QW}$  и  $\Delta T_{DBR}$  соответственно) связан значительный сдвиг  $\Delta E_g$  и соответствующий ему сдвиг кривой поглощения  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$  в сторону меньших энергий. На рис. 5 представлены зависимости концентрации разогретых носителей в КЯ и  $\Delta E_g$  от перегрева носителей в КЯ ( $\Delta T_{QW}$ ) и дырок в  $p$ -РБЗ ( $\Delta T_{DBR}$ ), изменяющихся одновременно ( $\Delta T_{DBR}$  сверхлинейно) с увеличением тока инжекции. При построении во всем диапазоне изменения температур выполнено условие  $g(\hbar\omega_0) = (L/a)\alpha_1(\hbar\omega_0)$  за счет увеличения концентрации носителей в КЯ. Из рис. 5 видно, что важен разогрев дырок в  $p$ -РБЗ и сдвиг ( $\Delta E_g$ ) может достигать величин порядка 10 мэВ при перегреве носителей в КЯ на 10 К и в  $p$ -РБЗ на 40 К. При сдвиге кривой поглощения (рис. 5) величина производной  $[d\alpha_{QW}/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0}$  уменьшается сильно по сравнению с уменьшением  $B' \cdot \alpha_{QW}(1 - f_0)/kT$  вплоть до энергий, соответствующих области насыщения  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$ . Поэтому с ростом температуры носителей в VCSEL величина производной  $[dG/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0} = (a/L)[dg/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0}$  будет



**Рис. 5.** Зависимости концентрации разогретых носителей (а) и  $\Delta E_g$  (б) от величины перегрева носителей в КЯ ( $\Delta T_{QW}$ ) и  $p$ -РБЗ ( $\Delta T_{DBR}$ ). 1 — с учетом разогрева дырок в  $p$ -РБЗ, 2 — без учета. Во всем диапазоне изменения температур выполнено условие  $g(\hbar\omega_0) = (L/a)\alpha_l(\hbar\omega_0)$  за счет увеличения концентрации носителей в КЯ.

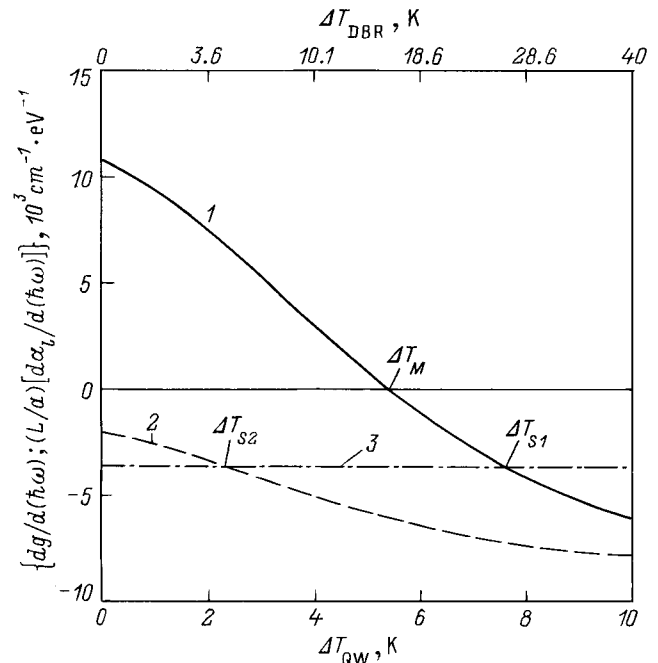
изменяться так, как показано на рис. 6 для начального ( $\Delta E_g = 0$ ,  $\Delta T_{QW} = 0$ ) положения  $\hbar\omega_0$ . В этом начальном положении  $[dG/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0}$  положительна, так как линия генерации находится на низкоэнергетичном крыле контура усиления и генерируется излучение с поляризацией 2 (см. (1) и рис. 2). При разогреве носителей производная  $G$  уменьшается за счет сдвига максимума контура усиления в сторону меньших энергий вместе со сдвигом края поглощения. При значении  $\Delta T_{QW} = \Delta T_M$  максимум контура усиления совпадает с  $\hbar\omega_0$ . При значении  $\Delta T_{QW} = \Delta T_S$  уже на высокоэнергетичном крае контура усиления, когда  $[dG/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0} = [d\alpha_l/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0}$ , имеет место переключение поляризации. Поляризация 2 переключается на поляризацию 1 с изменением энергии фотона  $\hbar\omega_2 \rightarrow \hbar\omega_1$  ( $\hbar\omega_2 > \hbar\omega_1$ ). При дальнейшем

разогреве носителей и таком сдвиге края поглощения, когда  $\hbar\omega_0$  располагается при энергиях, соответствующих области насыщения  $\alpha_{QW}(\hbar\omega)$ , возможно в принципе обратное переключение поляризации излучения VCSEL.

На наш взгляд, рассмотренный механизм ответствен за явление быстрого поляризационного переключения VCSEL, имеющего место при постоянной температуре активного слоя [8].

1. В [8] с увеличением импульсного тока инжекции начальная поляризация излучения переключалась на ортогональную с изменением энергии фотонов:  $\hbar\omega_2 \rightarrow \hbar\omega_1$  ( $\hbar\omega_2 > \hbar\omega_1$ ). Именно такое переключение описывается в данной работе. Отметим, что в модели [4], предложенной для описания быстрого поляризационного переключения VCSEL, при постоянной температуре активной области должен иметь место обратный переход  $\hbar\omega_1 \rightarrow \hbar\omega_2$  ( $\hbar\omega_2 > \hbar\omega_1$ ) [20].

2. В [8] с увеличением температуры активной области за счет постоянного тока инжекции и соответствующего сдвига положения линии генерации на контуре усиления разность между значениями импульсного тока, необходимого для переключения поляризации, и порогового тока уменьшается. Именно такая зависимость следует из предложенной выше модели, поскольку при увеличении температуры активной области максимум контура усиления сдвигается в область меньших энергий, что приводит к уменьшению значения производной  $[dG/d(\hbar\omega)]|_{\hbar\omega_0}$  при  $\Delta T_{QW} = 0$  и  $\Delta T_{S2} < \Delta T_{S1}$ , т.е. переключение поляризации происходит при меньших токах инжекции.



**Рис. 6.** Зависимости, поясняющие механизм переключения поляризации VCSEL при разогреве носителей в КЯ. 1, 2 —  $dg/d(\hbar\omega)$  для линий генерации  $\hbar\omega_{01}$  и  $\hbar\omega_{02}$  соответственно (см. рис. 4). 3 — схематическая зависимость  $(L/a)[d\alpha_l/d(\hbar\omega)]$ .  $\Delta T_{S1}$ ,  $\Delta T_{S2}$  — температуры переключения поляризации, измеренные относительно температуры активной области.

3. Процесс переключения поляризации VCSEL в [8] имел место в области насыщения зависимости излучаемой мощности от тока инжекции. Это свидетельствует об увеличении потерь с ростом тока инжекции. Именно увеличением потерь при росте тока инжекции обусловлен механизм поляризационного переключения VCSEL, предложенный в настоящей работе.

Описанные поляризационные свойства VCSEL основаны на естественной поляризационной анизотропии. В [21] было показано, что искусственно созданная поляризационная анизотропия поглощения (потерь) в VCSEL, связанная с анизотропией электропоглощения при эффектах Франца–Келдыша, может обеспечить контроль поляризации VCSEL.

Как в протонно-имплантированных VCSEL, так (особенно) и в VCSEL с контактами внутри резонатора [16] поглощение на свободных дырках можно сделать сильно анизотропным. В самом деле, вероятность переходов между подзоной тяжелых дырок и отщепленной подзоной пропорциональна  $\sin^2(\mathbf{e}, \mathbf{k})$ , где  $\mathbf{e}$  — единичный вектор поляризации света,  $\mathbf{k}$  — единичный вектор, направленный вдоль волнового вектора дырки в подзоне тяжелых дырок [22]. Прикладывая сильное электрическое поле  $\mathbf{E}$  к  $p$ -полупроводнику, можно создать анизотропию в распределении дырок с преимущественным направлением  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$ , приводящую к сильной поляризационной анизотропии поглощения. Экспериментально этот эффект наблюдался в  $p$ -Ge [22].

Таким образом, если электрическое поле в плоскости контактного слоя сделать анизотропным, то поглощение на свободных дырках будет больше для излучения с  $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}$  и VCSEL будет генерировать излучение с  $\mathbf{e} \parallel \mathbf{E}$ .<sup>3</sup> Изменяя направление электрического поля, можно изменить поляризацию излучения VCSEL.

## Заключение

Построена модель переключения поляризации излучения VCSEL на КЯ при постоянной температуре активной области. Показано, что при больших уровнях инжекции разогрев носителей в КЯ и особенно дырок в  $p$ -РБЗ может привести к значительному сдвигу максимума усиления в сторону меньших энергий. Такой сдвиг имеет место, если в первоначальном положении (холодные носители) максимум усиления располагается вблизи области насыщения коэффициента поглощения лазера на КЯ при отсутствии инжекции. Именно этот сдвиг максимума усиления в длинноволновую сторону обуславливает переключение поляризации VCSELs при разогреве носителей тока в них. Развита модель позволяет адекватно объяснить результаты экспериментов по переключению поляризации VCSEL при постоянной температуре активной области [8].

<sup>3</sup> Отметим, что возможный эффект Франца–Келдыша в плоскости контактного слоя VCSEL будет способствовать генерации излучения с  $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}$  [21].

Авторы глубоко признательны Л.В. Асряну, С.А. Гуревичу и Г.Г. Зегре, прочитавшим статью до ее отправки в печать и сделавшим ряд полезных замечаний. Авторы признательны Р.А. Сурису за полезную дискуссию.

## Список литературы

- [1] A.K. Jansen van Doorn, M.P. van Exter, J.P. Woerdman. Appl. Phys. Lett., **69**, 1041 (1996).
- [2] K.D. Choquette, D.A. Richie, R.E. Leibenguth. Appl. Phys. Lett., **64**, 2062 (1994).
- [3] K.D. Choquette, K.L. Lear, R.E. Leibenguth, M.T. Asom. Appl. Phys. Lett., **64**, 2767 (1994).
- [4] J. Martin-Regalado, F. Prati, M. San Miguel, N.B. Abraham. IEEE J. Quant. Electron., **QE-33**, 765 (1997).
- [5] A. Valle, L. Pesquera, K.S. Shore. IEEE Photon. Technol. Lett., **9**, 557 (1997).
- [6] A.K. Jansen van Doorn, M.P. van Exter, J.P. Woerdman. Appl. Phys. Lett., **69**, 1041 (1996).
- [7] M.P. van Exter, A.K. Jansen van Doorn, J.P. Woerdman. Phys. Rev. A, **56**, 845 (1997).
- [8] J. Martin-Regalado, J.L.A. Chilla, J.J. Rocca, P. Brusenbach. Appl. Phys. Lett., **70**, 3350 (1997).
- [9] K. Panajotov, B. Ryvkin, J. Danckaert, M. Peeters, H. Thienpont, I. Veretennicoff. IEEE Photon. Technol. Lett., **10**, 6 (1998).
- [10] W.G. Spitzer, J.M. Whelan. Phys. Rev., **114**, 59 (1959).
- [11] A.H. Kahn. Phys. Rev., **97**, 1647 (1955).
- [12] O. Christensen. Phys. Rev. B, **7**, 1426 (1973).
- [13] M. Levinshtein, S. Rumyantsev. *Handbook on semiconductor parameters* (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong, World Scientific, 1998) Ch. 4.2.1, p. 79.
- [14] М.А. Калитеевский, А.В. Кавокин. ФТТ, **37**(9), 2721 (1995).
- [15] T.E. Sale. *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* (J. Wiley & Sons, 1995).
- [16] M.H. MacDougal, P.D. Dapkus, A.E. Bond, C.K. Lin, J. Geske. IEEE J. Selected Topics Quant. Electron., **3**, 905 (1997).
- [17] В.Д. Пищалко, В.И. Толстихин. ФТП, **24**, 462 (1990).
- [18] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (J. Wiley & Sons, 1995).
- [19] Р.Ф. Казаринов. ФТП, **7**, 763 (1973).
- [20] T. Erneux, J. Danckaert, K. Panajotov, I. Veretennicoff. Phys. Rev. A, **59**(6) (1999).
- [21] B. Ryvkin, K. Panajotov, J. Danckaert, H. Thienpont, I. Veretennicoff. *Int. Conf. SPIE on Optics in Computing '98* (Brugge, Belgium, 1998) post-dead line paper P 87.
- [22] R. Bray, W.E. Pinson. Phys. Rev. Lett., **11**, 268 (1963).

Редактор Л.В. Шаронова

## Selection of radiation polarization of VCSELs under the current carrier heating

B.S. Ryvkin, A.M. Georgievski

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia