

## НАВЕДЕННЫЙ ДИХРОИЗМ УСИЛЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Л. И. БУРОВ<sup>1)</sup>, А. С. ГОРБАЦЕВИЧ<sup>1)</sup>, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Республика Беларусь

В рамках разработанного ранее подхода к рассмотрению формирования поляризованного излучения в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах введена явная функция, описывающая наведенную анизотропию разности коэффициентов усиления и потерь. Результаты расчета времени достижения стационарных значений интенсивности и степени поляризации выходного излучения хорошо совпадают с литературными данными. Для случая равномерного нарастания инжекционного тока показаны эффекты роста порогового тока и тока поляризационного переключения, а также впервые продемонстрирован эффект аномального смещения тока поляризационного переключения при большой скорости нарастания инжекционного тока.

**Ключевые слова:** поляризационное переключение; поверхностно излучающий лазер; анизотропия; дихроизм.

## THE INDUCED AMPLIFICATION DICHROISM IN SURFACE-EMITTING SEMICONDUCTOR LASERS

L. I. BUROV<sup>a</sup>, A. S. GORBATSEVICH<sup>a</sup>, P. M. LOBATSEVICH<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Belarusian State University, Nezavisimosti avenue, 4, 220030, Minsk, Republic of Belarus

In the frame of the earlier developed approach for polarized radiation forming in vertical-cavity surface-emitting lasers explicit function, describing of induced anisotropy of gain and loss difference was introduce. Numerical results for duration of stationary value attainment of intensity and polarization display a good coincident with data from literature. For the case of injection current constant increase the increase effects of the threshold and polarization switching currents were shown and for the first time the effect of anomalous displacement of polarization switching currents under high level of injection current increasing has been demonstrated.

**Key words:** polarization switching; surface-emitting lasers; anisotropy; dichroism.

Явление «спонтанного» переключения поляризации (ПП) в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (VCSEL) было обнаружено в начале 1990-х гг. [1], однако интерес к нему не снижается на протяжении более 20 лет [2, 3]. Во многом это связано с широкими возможностями использования VCSEL вообще и эффекта ПП в частности [3–5]. Однако для большинства оптоэлектронных

### Образец цитирования:

Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Наведенный дихроизм усиления в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2016. № 3. С. 63–70.

### For citation:

Burov L. I., Gorbatshevich A. S., Lobatsevich P. M. The induced amplification dichroism in surface-emitting semiconductor lasers. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 3. P. 63–70 (in Russ.).

### Авторы:

**Леонид Иванович Буров** – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры общей физики физического факультета.

**Александр Сергеевич Горбацевич** – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры общей физики физического факультета.

**Павел Михайлович Лобацевич** – магистрант кафедры общей физики физического факультета.

### Authors:

**Leonid Burov**, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of general physics, faculty of physics.

*burov@bsu.by*

**Alexander Gorbatshevich**, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of general physics, faculty of physics.

*alex.gorbatshevich@gmail.com*

**Pavel Lobatsevich**, master's degree student at the department of general physics, faculty of physics.

*pavel.lobatsevich@mail.ru*

систем эффект ПП является крайне нежелательным вследствие их поляризационной чувствительности. По этой причине разработаны разнообразные методы подавления ПП, приведенные, например, в [4, 6], однако они связаны, как правило, с усложнением технологии производства VCSEL и в той или иной степени влияют на выходные параметры, снижая те преимущества, которыми изначально обладают VCSEL. А вот методы управления эффектом ПП пока не разработаны. Во многом это связано с недостаточным пониманием процесса ПП.

В настоящее время наиболее распространенный подход к интерпретации эффекта ПП основан на методе поляризационных мод (МПМ), в котором полагается, что вследствие анизотропии коэффициентов усиления и/или потерь в полупроводниковом лазере формируются две независимые поляризационные моды. В VCSEL эта анизотропия мала (она наводится за счет электрооптических, эластооптических и тепловых эффектов [2]) и имеет место конкуренция данных мод, которая при определенных условиях может приводить к неустойчивости поляризации и эффектам ПП. Развитие этого подхода получило мощный импульс после работ [7, 8], в которых для случая VCSEL с квантово-размерным активным слоем сформулирована так называемая SFM (Spin Flip Model) модель.

SFM стала быстро развиваться, поскольку позволила объяснить [8] широкий круг эффектов, сопровождающих ПП (оба типа ПП, бистабильность, гистерезис и др.). Однако оказалось, что многие эффекты ПП можно объяснить и с точки зрения макроскопической феноменологической теории, построенной на скоростных уравнениях, если ввести различие в самонасыщение (*self*), и перекрестном (*cross*) насыщении ортогональных мод [9]. Если включить эффекты насыщения и в SFM [10], то в принципе оба подхода дают практически одинаковые результаты [9]. Однако, несмотря на широкое распространение указанных моделей, они содержат определенные внутренние противоречия, которые не позволяют ни одной из них в полной мере описать все явления, связанные с ПП.

Наличие таких внутренних противоречий не могло не отразиться на эффективности подходов, построенных на использовании МПМ. В то же время был предложен [11, 12] принципиально иной подход – метод поляризационных компонент (МПК) – к описанию эффектов ПП, построенный на идее последовательного усиления некогерентного неполяризованного спонтанного излучения в активной среде с анизотропными коэффициентами усиления и/или потерь. В рамках этого подхода процесс ПП рассматривается не как результат конкуренции двух ортогонально-поляризованных мод, а как последовательный детерминированный переход от одного линейно-поляризованного состояния к ортогональному через цепочку частично поляризованных состояний. В [11, 12] в рамках разработанного подхода показана возможность описания основных эффектов, сопровождающих ПП, и дана их достаточно простая физическая интерпретация. Другими словами, МПК показал свою принципиальную работоспособность, однако вследствие исходной феноменологичности ряд допущений и соотношений требуют более детальной проработки, что и стало основной задачей настоящей работы.

### Теоретическая модель

Подробное изложение МПК дано в [13] применительно к лазерам на растворах красителей, поэтому остановимся только на основных положениях и требованиях, позволяющих использовать МПК в качестве базового метода для описания формирования излучения в полупроводниковых инжекционных лазерах вообще и поверхностно излучающих в частности.

Исходным положением МПК является представление плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  лабораторной системы координат в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = \int_0^{\pi} \mathbf{e}_{\psi} E(\psi, z, t) \exp[i\phi(\psi, z, t)] d\psi, \quad (1)$$

где  $\mathbf{e}_{\psi}$  – единичный вектор поляризации;  $E(\psi, z, t)$ ,  $\phi(\psi, z, t)$  – амплитуда и фаза отдельной компоненты соответственно; угол  $\psi$  определяет ориентацию вектора поляризации  $\mathbf{e}_{\psi}$  относительно некоторой оси в плоскости волнового фронта [13]. Фактически выражение (1) представляет собой суперпозицию линейно-поляризованных плоских волн с различной ориентацией вектора поляризации  $\mathbf{e}_{\psi}$  и может рассматриваться как обобщенное определение частично поляризованной плоской волны.

Если вектор поляризованности среды также представить в виде (1), то при условии быстрой фазовой релаксации, которая для молекул красителей не превышает нескольких десятков фемтосекунд, можно получить укороченное волновое уравнение для интенсивности отдельной поляризационной компоненты [13], которая определяется через соотношение для полной интенсивности:

$$I(z, t) = \int_0^{\pi} I_{\psi}(\psi, z, t) d\psi,$$

где  $I_\psi(\psi, z, t)$  – интенсивность отдельной поляризационной компоненты.

Как показали результаты работы [14], точечная модель достаточно хорошо работает для описания эффектов ПП, если распределение энергии накачки по объему активного слоя является достаточно однородным. В этом приближении динамическое уравнение для интенсивности отдельной поляризационной компоненты может быть записано в виде [13]

$$\frac{dI(\psi)}{dt} = v \left[ (k_{\text{amp}} - k_{\text{los}}) I(\psi) + L(\psi) \right], \quad (2)$$

где  $k_{\text{amp}}(\psi)$ ,  $k_{\text{los}}(\psi)$  – коэффициенты усиления и потерь для отдельной поляризационной компоненты соответственно;  $v$  – скорость света в активной среде; параметр  $L(\psi)$  представляет собой ориентационную компоненту плотности мощности спонтанного излучения вдоль оси резонатора, если для ее интегрального по углу  $\psi$  значения использовать представление (1) [13].

Относительно базового допущения о быстрой фазовой релаксации: для полупроводниковых инжекционных лазеров (в частности, VCSEL [15]) она также оценивается в области 50 фс и вряд ли будет заметно меняться с ростом мощности накачки. Межмодовый спектральный промежуток для полупроводниковых лазеров (особенно для VCSEL) значительно больше, чем для лазеров на растворах красителей. Поэтому вряд ли следует ожидать, что возникновение устойчивых корреляций между поляризационными компонентами будет более вероятным. Таким образом, допустимо предположение о том, что МПК может быть вполне пригодным для описания формирования поляризованного излучения в полупроводниковых инжекционных лазерах вообще и VCSEL в частности.

Перейдем теперь к определению основных параметров, которые фигурируют в уравнениях (2). Величины  $k_{\text{amp}}(\psi)$  и  $L(\psi)$  должны зависеть от концентрации неравновесных носителей заряда  $N$ . Поскольку уравнения (2) по сути являются скоростными уравнениями, то для описания эволюции  $N$  достаточно использовать классическое скоростное уравнение [16], в котором эффект воздействия поля лазерного излучения должен быть интегральным по набору поляризационных компонент:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{ed} - \Gamma \int (k_{\text{amp}}(\psi) - k_{\text{los}}(\psi)) I(\psi) d\psi - \frac{N}{\tau_N},$$

где  $j$  – плотность тока инжекции;  $e$  – заряд электрона;  $d$  – толщина активного слоя;  $\Gamma$  – параметр оптического ограничения;  $\tau_N$  – время жизни носителей в активном слое.

Обычно процесс выращивания гетероструктур для VCSEL построен так, что коэффициент усиления должен быть изотропным [2], однако вследствие как технологических процессов, так и свойств самих полупроводниковых структур возникает слабая анизотропия, являющаяся результатом электрооптических, эластооптических и тепловых процессов, причем величина этой анизотропии зависит от величины инжекционного тока. Прямой расчет матричных элементов переходов [17, 18] показывает, что ориентационная зависимость для дополнительного члена коэффициента усиления за счет этой введенной анизотропии может быть представлена в виде

$$k_s(\psi) = k_x(j) \cos^2(\psi) + k_y(j) \sin^2(\psi), \quad (3)$$

где параметры  $k_m (m = x, y)$  определяют ориентационную анизотропию дополнительного члена коэффициента усиления в привязке к кристаллографическим осям активного слоя и должны быть слабыми функциями плотности инжекционного тока  $j$ . К сожалению, в литературе отсутствуют теоретические расчеты подобной зависимости, поэтому обычно используются феноменологически введенные функции. Например, в [19, 20] рассмотрена слабая линейная зависимость  $k_x$ , в то время как  $k_y$  считался от  $j$  независимым. Однако расчеты зависимости анизотропии коэффициента усиления от величины внутренних напряжений [21] говорят об определенной (а в некоторых случаях – о полной [22]) антисимметрии, т. е. рост величины  $k_x$  должен сопровождаться падением  $k_y$  и наоборот. В то же время линейность отклика системы можно считать хорошим приближением, поскольку его подтверждают результаты [2, 23] прямых измерений влияния механических и тепловых напряжений на анизотропию коэффициента усиления. В этом случае будем предполагать, что для коэффициентов  $k_m$  выполняется точная антисимметрия и коэффициент усиления  $k_{\text{amp}}$  можно записать в виде

$$k_{\text{amp}} = g_0 (N - N_{\text{tr}}) \left( 1 + k_0 \left( \frac{j}{j_{\text{ps}}} - 1 \right) \cos 2\psi \right),$$

где  $g_0(N - N_{tr})$  – стандартное выражение для коэффициента усиления полупроводниковых инжекционных лазеров [24];  $N_{tr}$  – концентрация прозрачности;  $j_{ps}$  – значение плотности инжекционного тока соответствующего ПП;  $k_0$  – безразмерный параметр, определяющий скорость изменения степени анизотропии коэффициента усиления  $\eta$ , определяемой соотношением

$$\eta(j) = \frac{(k_{amp})_x - (k_{amp})_y}{(k_{amp})_x + (k_{amp})_y} = k_0 \left( \frac{j}{j_{ps}} - 1 \right).$$

В принципе величина  $k_0$  подбирается исходя из экспериментальных данных, т. е. представляет собой, по сути, подгоночный параметр. Единственным (в настоящее время) существенным условием является требование  $k_0 \ll 1$ . Для оценки величины  $k_0$  можно исходить из того, что она должна определять ширину области ПП, т. е. тот диапазон токов  $\Delta j$ , в котором степень поляризации меняет свое значение с  $-1$  на  $+1$  или наоборот. Однако на самом деле ширина области ПП определяется не только величиной  $k_0$ , но и еще рядом факторов [20]. Поэтому оттолкнемся от сведений из [25] о том, что разделение поляризационных мод начинает происходить в области  $\eta \sim 5 \cdot 10^{-5}$ . Если принять, что подавление одной из мод происходит при величине  $\eta$ , на порядок большей при относительной ширине области ПП  $\Delta j/j_{ps} \approx 0,1$ , получаем  $k_0 > 5 \cdot 10^{-3}$ . Как показали дальнейшие расчеты, данная оценка оказывается вполне корректной.

Однако выбор представления коэффициента усиления в виде (3) имеет еще одну важную особенность – среднее по углам  $\psi$  значение коэффициента усиления не зависит от  $j$ , что соответствует линейной зависимости суммарной выходной интенсивности  $I_{out}(j)$ . Именно такая зависимость и наблюдается в большинстве случаев, причем точка ПП на этой зависимости никак не проявляется. Однако такое поведение  $I_{out}(j)$  не универсально, могут наблюдаться [26] и нелинейности в зависимости  $I_{out}(j)$ , и скачки интенсивности в точке ПП. Все это говорит о том, что представление (3) не является универсальным и должно обобщаться с учетом спектральных эффектов.

Следует учесть, что при определенных условиях и коэффициент потерь также может иметь анизотропную составляющую [27], которая тоже может быть представлена в виде (3). Теперь уже линейной функцией от  $j$  следует описывать разность наведенных коэффициентов и потерь. С учетом сделанных ранее допущений можем записать

$$k_{amp} - k_{los} = g_0(N - N_{tr}) \left( 1 + k_0 \left( \frac{j}{j_{ps}} - 1 \right) \cos 2\psi \right) - \rho,$$

где  $\rho$  – коэффициент изотропных потерь; параметр  $k_0$  определяет степень анизотропии разности наведенных коэффициентов усиления и потерь, которую можно называть приведенным дихроизмом усиления.

Для окончательного определения вида уравнения (2) перейдем к анализу представления члена  $L(\psi)$ . Поскольку исходным считается выполнение условий применимости точечной модели, то следует принять, что плотность энергии накачки однородно распределена по объему активного слоя, и тогда параметр  $L(\psi)$  может рассматриваться как некая постоянная величина, не зависящая от угла  $\psi$  и пропорциональная концентрации неравновесных носителей. Принимая во внимание физический смысл величины  $L(\psi)$  и учитывая, что динамические уравнения будут решаться численными методами, можно окончательно записать

$$L(\psi) = \beta \frac{hv^2}{\lambda} \frac{N}{\tau_N N_k},$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\beta$  определяет вклад спонтанного излучения в моду генерации;  $N_k$  – количество поляризационных компонент, на которое разбивается излучение в пределах от  $0$  до  $\pi$ .

Теперь систему динамических уравнений можно окончательно записать в виде

$$\frac{dI(\psi)}{dt} = v \left( g_0(N - N_{tr}) \left( 1 + k_0 \left( \frac{j}{j_{ps}} - 1 \right) \cos 2\psi \right) - \rho \right) I(\psi) + \beta \frac{hv^2}{\lambda} \frac{N}{\tau_N N_k} v, \tag{4}$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{ed} - \Gamma \int (k_{amp}(\psi) - k_{los}(\psi)) I(\psi) d\psi - \frac{N}{\tau_N}.$$

Решение системы (4) проводилось численными методами, где значения основных параметров брались такими же, как и в работе [11].

### Анализ результатов численных расчетов

Численные расчеты проведены для полной интенсивности и степени поляризации выходного излучения, причем последняя определялась классическим образом:

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} = \frac{\int I(\psi)(\cos^2\psi - \sin^2\psi) d\psi}{\int I(\psi)(\cos^2\psi + \sin^2\psi) d\psi} = \frac{\int I(\psi)\cos 2\psi d\psi}{I}.$$

Сразу же отметим, что для стационарного возбуждения мы получаем результаты, принципиально совпадающие с результатами работы [11]. Это касается установившихся значений полной интенсивности и степени поляризации, положения областей ПП. Более пристальное внимание было уделено динамике выхода на установившиеся значения. Для интенсивности время выхода  $t_I$  не превышало 10 нс даже вблизи точки ПП и практически не зависело от  $k_0$ . Для степени поляризации время достижения стационарного значения  $t_p$  оказалось гораздо большим и существенным образом зависело не только от  $k_0$ , но и от соотношения плотности тока инжекции с его значением в точке ПП, что иллюстрируют зависимости, приведенные на рис. 1. В частности, для  $k_0 = 0,01$  вблизи точки ПП оно составляло порядка микросекунды.

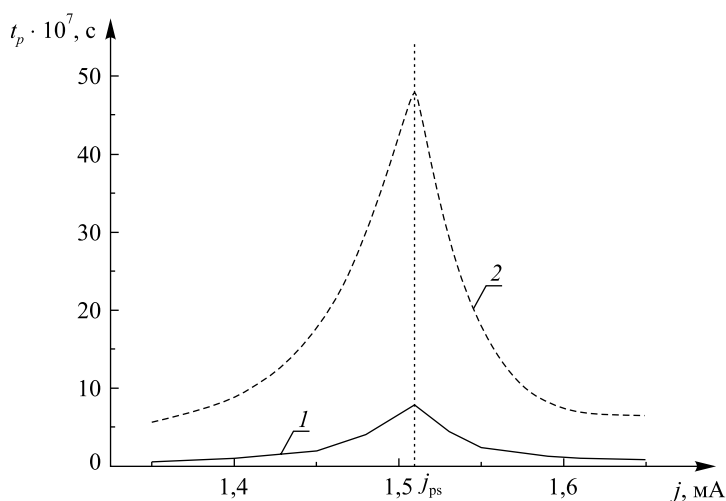


Рис. 1. Зависимость времени достижения стационарного значения степени поляризации  $t_p$  от плотности инжекционного тока  $j$ :  $k_0 = 0,01$  (1);  $0,001$  (2)

Все приведенные данные говорят о правильности утверждения, которое было сделано в работе [11], о том, что предельные стационарные значения степени поляризации определяются конечным временем жизни фотона в резонаторе лазерного излучателя: одновременно идет и нарастание интенсивности генерации, и рост степени анизотропии ориентационного распределения поляризационных компонент, которая и определяет степень поляризации. Если дихроизм усиления достаточно велик, то «схлопывание» ориентационного распределения поляризационных компонент происходит быстро, и тогда имеем  $t_I \approx t_p$ . При низком значении дихроизма интенсивность быстро достигает стационарного значения с относительно малым показателем степени поляризации, при этом плотность неравновесных носителей заряда также выходит на стационарное значение. В связи с этим дальнейшая эволюция ведет к постепенному «сжатию» функции ориентационного распределения при практически неизменной суммарной интенсивности, т. е. к изменению степени поляризации. В области точки ПП величина наведенной анизотропии становится весьма малой и за время жизни фотона в резонаторе компоненты, имеющие больший коэффициент усиления, не успевают подавить более слабые и излучение остается частично поляризованным.

Следует обратить внимание на точку ПП  $j_{ps}$  на рис. 1, в которой якобы имеется асимптота. На самом деле это абсолютно не так, поскольку в этой точке степень анизотропии  $\eta = 0$  и излучение остается неполяризованным на всех этапах его усиления, поэтому время достижения стационарного значения поляризации можно считать нулевым. Однако реально точно в точку ПП попасть практически невозможно (хотя бы, например, вследствие флуктуаций), поэтому время выхода на стационарное значение может рассматриваться как результат простой линейной экстраполяции, как это сделано на рис. 1.

Влияние времени жизни фотона в резонаторе на процесс формирования поляризованного излучения наиболее явно должно проявляться в динамике. Анализ численных данных показывает, что после преодоления порога обе поляризованные компоненты интенсивности начинают изменяться одинаковым образом и лишь в дальнейшем происходит их разделение. Промежуток времени синхронного поведения компонент существенно зависит как от дихроизма наведенной анизотропии  $k_0$ , так и от соотношения  $j/j_{ps}$  и лежит в области от 0,2 до 2,0 нс, что хорошо совпадает с экспериментальными данными [28]. Таким образом, можно считать, что исходно излучение формируется как практически неполяризованное (или слабо поляризованное), затем происходит изменение степени поляризации за счет перераспределения интенсивности отдельных поляризационных компонент при практически неизменной полной интенсивности.

На динамику формирования излучения можно взглянуть и с другой точки зрения – будем рассматривать последовательное нарастание тока с конечной скоростью вместо практически мгновенного достижения стационарного значения. Такой подход применяется при исследовании ПП, если требуется, например, исключить влияние разогрева активной области и используются короткие треугольные импульсы [29] с большим интервалом между ними. Будем считать, что плотность инжекционного тока нарастает линейно от нулевого значения вплоть до значения, существенно превышающего  $j_{ps}$ . Результаты расчета зависимости степени поляризации от мгновенного значения плотности инжекционного тока представлены на рис. 2.

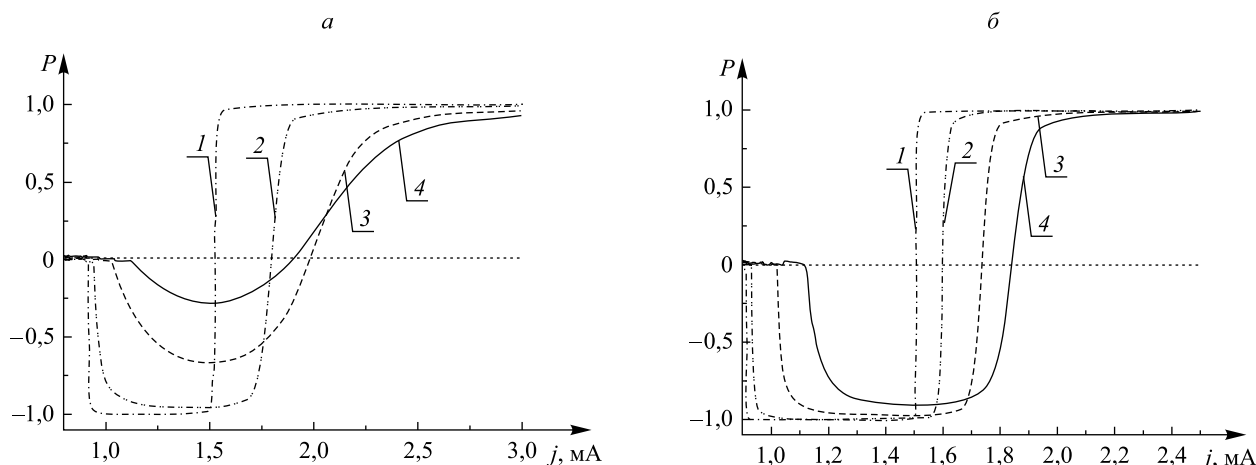


Рис. 2. Зависимость степени поляризации выходного излучения при равномерном нарастании плотности инжекционного тока  $j$  от 0 до 3 мА в течение промежутка времени  $\Delta t = 10^{-4}$  (1);  $10^{-6}$  (2);  $2 \cdot 10^{-7}$  (3);  $10^{-7}$  (4) с;  $k_0 = 0,01$  (а); 0,1 (б)

Для опорного выбранного значения  $k_0 = 0,01$  (см. рис. 2, а) наблюдается рост как порогового значения  $j_{th}$ , так и значения  $j_{ps}$  в точке ПП. В принципе оба данных явления наблюдались и в работе [29], хотя эффект был значительно меньшим. Это совершенно понятно, поскольку в работе [29] ток возрастал не с нулевого значения, а от величины  $j_0 \approx 0,5j_{th}$ . Во всяком случае, оба эти эффекта однозначно связаны с конечностью времени жизни фотона в резонаторе – при достаточно высокой скорости нарастания тока излучение не успевает достигнуть значений параметров, соответствующих стационарному процессу. Проявляется и еще один эффект при высокой скорости нарастания тока: точка ПП начинает смещаться в область меньших значений. Экспериментально такой эффект приводится в [30], однако автор пишет, что у него нет объяснения этого эффекта, и в опубликованных работах автора эти данные не приводятся.

Объяснение такого эффекта обратного смещения точки ПП подсказывает вид зависимостей – после порога степень поляризации не достигает предельных значений, т. е. процесс поляризационного переключения начинается для излучения с невысокой степенью ориентационной анизотропии, которую легче компенсировать за счет анизотропного усиления. В пользу такого объяснения могут говорить данные, приведенные на рис. 2, б, которые получены при существенно большей степени дихроизма усиления ( $k_0 = 0,1$ ). В этом случае минимальное значение степени поляризации уже близко к  $-1$  и обратного сдвига точки ПП не происходит.

Однако обратим внимание на наличие сдвига порогового тока при увеличении скорости накачки. Если кривые, приведенные на рис. 2, перевести в шкалу относительных значений плотности тока  $j/j_{th}$  (рис. 3), то картина несколько меняется. В этом случае и для  $k_0 = 0,1$  тоже наблюдается обратный сдвиг точки ПП, но только для одной кривой, для которой минимальное значение все-таки заметно отличается от  $-1$ .

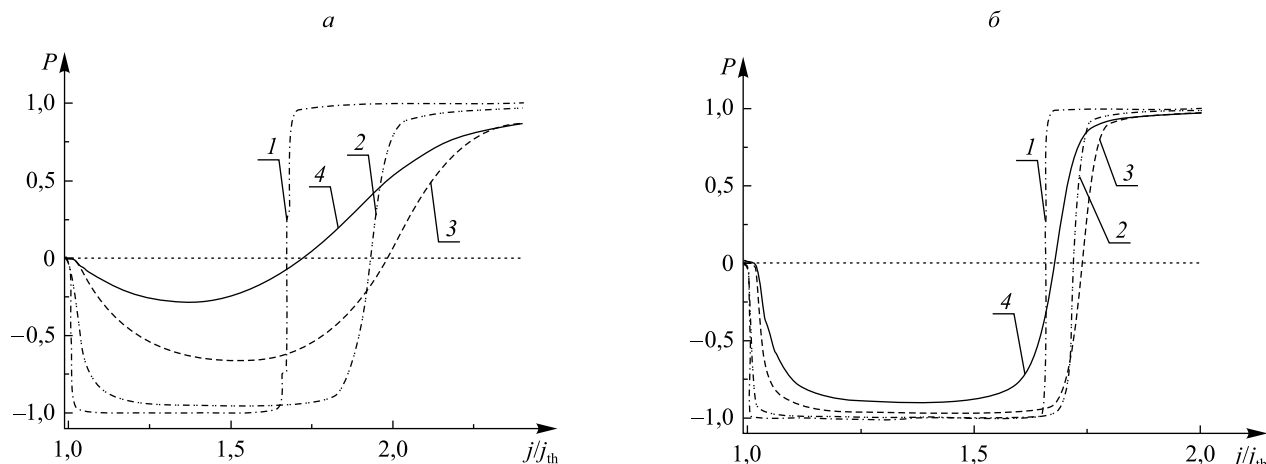


Рис. 3. Зависимость степени поляризации выходного излучения от нормированного значения плотности инжекционного тока  $j/j_{th}$  в течение промежутка времени  $\Delta t = 10^{-4}$  (1);  $10^{-6}$  (2);  $2 \cdot 10^{-7}$  (3);  $10^{-7}$  (4) с;  $k_0 = 0,01$  (а);  $0,1$  (б)

Таким образом, приведенные результаты показывают, что детализация вида функции наведенной анизотропии разности коэффициентов усиления и потерь не только не меняет принципиальной трактовки механизмов поляризационного переключения в рамках метода поляризационных компонент, но и позволяет существенно расширить круг эффектов, которые в эту трактовку вписываются. С другой стороны, предложенная функция представляется весьма удобной для использования, однако нельзя заранее исключать возможности, что эта функция не является универсальной для широкого круга явлений, особенно при учете тепловых и спектральных эффектов. Другими словами, необходимы дальнейшие детальные исследования внутренних механизмов поляризационных переключений и способов их описания. Однако можно считать, что общая трактовка этих эффектов с позиции метода поляризационных компонент является физически достаточно обоснованной.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК (REFERENCES)

1. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., Stoffel N. G. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers // *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, № 2. P. 163–164 [Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., Stoffel N. G. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers. *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, No. 2. P. 163–164 (in Engl.)].
2. Panajotov K., Prati F. Polarization Dynamics of VCSELs // *VCSELs*. 2013. Vol. 166. P. 181–231 [Panajotov K., Prati F. Polarization Dynamics of VCSELs. *VCSELs*. 2013. Vol. 166. P. 181–231 (in Engl.)].
3. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing // *Adv. lasers*. Berlin, 2015. P. 1–17 [Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing. *Adv. lasers*. Berlin, 2015. P. 1–17 (in Engl.)].
4. Larson A. Advances in VCSELs for communication and sensing // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2011. Vol. 17, № 2. P. 1552–1567 [Larson A. Advances in VCSELs for communication and sensing. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2011. Vol. 17, No. 2. P. 1552–1567 (in Engl.)].
5. Zamorra-Munt J., Masoller C. Exploiting noise and polarization bistability in vertical-cavity surface-emitting lasers for fast pulse generation and logic operations. *Nonlinear laser dynamics* / ed. by K. Ludge. Berlin, 2012. P. 35–56.
6. Ostermann J. M., Michalzik R. Polarization Control of VCSELs // *VCSELs*. 2013. Vol. 166. P. 147–180 [Ostermann J. M., Michalzik R. Polarization Control of VCSELs. *VCSELs*. 2013. Vol. 166. P. 147–180 (in Engl.)].
7. San Miguel M., Feng Q., Moloney J. V. Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers // *Phys. Rev. A*. 1995. Vol. 52, № 2. P. 1728–1739 [San Miguel M., Feng Q., Moloney J. V. Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers. *Phys. Rev. A*. 1995. Vol. 52, No. 2. P. 1728–1739 (in Engl.)].
8. Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., Abraham N. B. Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. Vol. 33, № 5. P. 765–783 [Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., Abraham N. B. Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. Vol. 33, No. 5. P. 765–783 (in Engl.)].
9. Danckaert J., Nagler B., Albert J., Panajotov K., Veretennicoff I., Erneux E. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Commun.* 2002. Vol. 201. P. 129–137 [Danckaert J., Nagler B., Albert J., Panajotov K., Veretennicoff I., Erneux E. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Opt. Commun.* 2002. Vol. 201. P. 129–137 (in Engl.)].
10. Prati F., Caccia P., Castelli F. Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // *Phys. Rev. A*. 2002. Vol. 66, № 6. 063811 [Prati F., Caccia P., Castelli F. Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Phys. Rev. A*. 2002. Vol. 66, No. 6. 063811 (in Engl.)].
11. Буров Л. И., Горбацевич А. С., Джадан М., Соколов Е. С. Переключение поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // *Журн. прикл. спектроскопии*. 2009. Т. 76, № 5. С. 717–724 [Burov L. I., Gorbachevich A. S., Jadan M., Sokolov E. S. Polarization switching in single-mode injection semiconductor laser. *Zhurnal prikl. spektrosk.* 2009. Vol. 76, No. 5. P. 717–724 (in Russ.)].

12. Буров Л. И., Горбачевич А. С., Джадан М., Соколов Е. С. Динамика переключения поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // Журн. прикл. спектроскопии. 2010. Т. 77, № 1. С. 74–81 [Burov L. I., Gorbachevich A. S., Jadan M., Sokolov E. S. Dynamics of polarization switching in single-mode injection semiconductor laser. *Zhurnal prikl. spektrosk.* 2010. Vol. 77, No. 1. P. 74–81 (in Russ.)].

13. Буров Л. И., Клищенко А. П., Листопад А. П. Обобщенный метод описания формирования поляризованного излучения в лазерах на растворах красителей // Журн. прикл. спектроскопии. 1997. Т. 64, № 5. С. 595–602 [Burov L. I., Klishchenko A. P., Listopad A. P. Generalized method of description of the process of polarized radiation generation in dye lasers. *Zhurnal prikl. spektrosk.* 1997. Vol. 64, No. 5. P. 595–602 (in Russ.)].

14. Буров Л. И., Горбачевич А. С., Джадан М. Точечная модель для описания поляризационных характеристик одномодового полупроводникового лазера // Журн. прикл. спектроскопии. 2012. Т. 79, № 4. С. 593–598 [Burov L. I., Gorbachevich A. S., Jadan M. Point model for describing the polarization parameters of a single-mode semiconductor laser. *Zhurnal prikl. spektrosk.* 2012. Vol. 79, No. 4. P. 593–598 (in Russ.)].

15. Gehring E., Hess O. Polarization fluctuations and dynamics of vertical-cavity surface-emitting lasers in Spatio-temporal dynamics and quantum fluctuations in semiconductor lasers // Springer Tracts Mod. Phys. 2003. Vol. 189. P. 65–94 [Gehring E., Hess O. Polarization fluctuations and dynamics of vertical-cavity surface-emitting lasers in Spatio-temporal dynamics and quantum fluctuations in semiconductor lasers. *Springer Tracts Mod. Phys.* 2003. Vol. 189. P. 65–94 (in Engl.)].

16. Coldren L. A., Corzine S. W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. N. Y., 1995.

17. Sua D., Towe E., Ostidick P. H., Grautham J. W., Vansuah G. J. Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers through use of an anisotropic gain distribution in [110]-orientated strained quantum-well structures // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1995. Vol. 1. P. 674–680 [Sua D., Towe E., Ostidick P. H., Grautham J. W., Vansuah G. J. Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers through use of an anisotropic gain distribution in [110]-orientated strained quantum-well structures. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 1995. Vol. 1. P. 674–680 (in Engl.)].

18. Boxberg F., Tereshonkov R., Tukki J. Polarization of gain and symmetry breaking by interband coupling in quantum well lasers // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100, № 6. 063108 [Boxberg F., Tereshonkov R., Tukki J. Polarization of gain and symmetry breaking by interband coupling in quantum well lasers. *J. Appl. Phys.* 2006. Vol. 100, No. 6. 063108 (in Engl.)].

19. Willemsen M. B., Khalid M. U. F., van Exter M. P., Woerdman J. P. Polarization Switching of a Vertical-Cavity Semiconductor Laser as a Kramers Hopping Problem // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, № 24. P. 4815–4818 [Willemsen M. B., Khalid M. U. F., van Exter M. P., Woerdman J. P. Polarization Switching of a Vertical-Cavity Semiconductor Laser as a Kramers Hopping Problem. *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82, No. 24. P. 4815–4818 (in Engl.)].

20. van Exter M. P., Willemsen M. B., Woerdman J. P. Polarization fluctuations in vertical-cavity semiconductor lasers // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58, № 5. P. 4191–4205 [van Exter M. P., Willemsen M. B., Woerdman J. P. Polarization fluctuations in vertical-cavity semiconductor lasers. *Phys. Rev. A.* 1998. Vol. 58, No. 5. P. 4191–4205 (in Engl.)].

21. Burak D., Moloney J. V., Binder R. Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers // IEEE J. Quantum Electron. 2000. Vol. 36, № 8. P. 956–970 [Burak D., Moloney J. V., Binder R. Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. Vol. 36, No. 8. P. 956–970 (in Engl.)].

22. Berger G., Muller R., Klehr A., Voss M. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 77. P. 6135–6144 [Berger G., Muller R., Klehr A., Voss M. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory. *J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 77. P. 6135–6144 (in Engl.)].

23. Jansen van Doom A. K., van Exter M. P., Woerdman J. P. Strain-induced birefringence in vertical-cavity semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1998. Vol. 34, № 4. P. 700–706 [Jansen van Doom A. K., van Exter M. P., Woerdman J. P. Strain-induced birefringence in vertical-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1998. Vol. 34, No. 4. P. 700–706 (in Engl.)].

24. Coldren L. A., Corzine S. W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. N. Y., 1995.

25. Valle A., Shore K. A., Pesquera L. Polarization selection in birefringent vertical-cavity surface emitting lasers // J. Lightwave Technol. 1996. Vol. 14, № 9. P. 2062–2068 [Valle A., Shore K. A., Pesquera L. Polarization selection in birefringent vertical-cavity surface emitting lasers. *J. Lightwave Technol.* 1996. Vol. 14, No. 9. P. 2062–2068 (in Engl.)].

26. Verschaffelt G., Panajotov K., Albert J., Nagler B., Peeters M., Danckaert J., Veretennicoff I., Thienpont H. Polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers: from experimental observations to applications // Opto-Electron. Rev. 2001. Vol. 9, № 3. P. 257–268 [Verschaffelt G., Panajotov K., Albert J., Nagler B., Peeters M., Danckaert J., Veretennicoff I., Thienpont H. Polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers: from experimental observations to applications. *Opto-Electron. Rev.* 2001. Vol. 9, No. 3. P. 257–268 (in Engl.)].

27. Ryvkin B., Panajotov K., Georgievski A., Danckaert J., Peeters M., Verschaffelt G., Thienpont H., Veretennicoff I. Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. Vol. 16, № 11. P. 2106–2111 [Ryvkin B., Panajotov K., Georgievski A., Danckaert J., Peeters M., Verschaffelt G., Thienpont H., Veretennicoff I. Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1999. Vol. 16, No. 11. P. 2106–2111 (in Engl.)].

28. Kuksenkov D. V., Temkin H., Swirhun S. Polarization instability and relative intensity noise in vertical-cavity surface-emitting lasers // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 67, № 15. P. 2141–2143 [Kuksenkov D. V., Temkin H., Swirhun S. Polarization instability and relative intensity noise in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67, No. 15. P. 2141–2143 (in Engl.)].

29. Martín-Regalado J., Chilla J. L. A., Rocca J. J., Brusenbach P. Polarization switching in vertical-cavity surface emitting lasers observed at constant active region temperature // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70, № 25. P. 3350–3352 [Martín-Regalado J., Chilla J. L. A., Rocca J. J., Brusenbach P. Polarization switching in vertical-cavity surface emitting lasers observed at constant active region temperature. *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 70, No. 25. P. 3350–3352 (in Engl.)].

30. Sondermann M. On polarization dynamics in vertical cavity surface emitting lasers: solitary devices and lasers with isotropic optical feedback. Münster, 2004. P. 54–56.