

УДК 621.373.8

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ ТОЧЕК ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В РАБОЧЕМ ДИАПАЗОНЕ ИНЖЕКЦИОННОГО ТОКА

Л. И. БУРОВ¹⁾, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ¹⁾, Д. О. ГАВРИКОВ¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Проведено численное моделирование процессов поляризационного переключения (ПП) в случае наличия двух относительно близких точек ПП. Анализ полученных результатов показывает, что если сдвиг точек ПП значительно больше суммы ширин ПП для каждой из точек, которая существенно зависит от соотношения скорости изменения инжекционного тока и величины относительной анизотропии эффективного коэффициента усиления, то процессы переключения поляризации в области точек ПП идут практически независимо. Однако если для сдвига точек ПП указанное условие не выполняется, то при превышении некоторого критического значения скорости изменения инжекционного тока характер ПП начинает меняться: сначала проявляется незавершенное ПП (степень поляризации не достигает предельного значения) с последующим нивелированием ПП вплоть до его практически полного исчезновения. Это связано с высокой инерционностью процесса перестройки поляризации выходного излучения вблизи точек ПП. Использование треугольных импульсов с высокой скоростью изменения тока позволяет практически полностью погасить проявления ПП, т. е. обеспечивает возможность не технологического, а динамического устранения влияния ПП.

Ключевые слова: поляризационное переключение; поверхностно излучающий полупроводниковый лазер; анизотропия; поляризационный гистерезис.

Образец цитирования:

Буров ЛИ, Лобацевич ПМ, Гавриков ДО. Поляризационная динамика поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров при наличии двух точек поляризационного переключения в рабочем диапазоне инжекционного тока. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:38–48.
EDN: QYYSWI

For citation:

Burov LI, Lobatsevich PM, Gavrikov DO. Polarisation dynamics of surface-emitting semiconductor lasers at two polarisation switching points in the operating range of injection current. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:38–48. Russian.
EDN: QYYSWI

Авторы:

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

Павел Михайлович Лобацевич – старший преподаватель кафедры общей физики физического факультета.

Дмитрий Олегович Гавриков – студент физического факультета. Научный руководитель – Л. И. Буров.

Authors:

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

burov@bsu.by

Pavel M. Lobatsevich, senior lecturer at the department of general physics, faculty of physics.

pavel.lobatsevich@mail.ru

Dmitry O. Gavrikov, student at the faculty of physics.

www.ppiinnnnnaaaa@gmail.com

POLARISATION DYNAMICS OF SURFACE-EMITTING SEMICONDUCTOR LASERS AT TWO POLARISATION SWITCHING POINTS IN THE OPERATING RANGE OF INJECTION CURRENT

L. I. BUROV^a, P. M. LOBATSEVICH^a, D. O. GAVRIKOV^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliezhnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: L. I. Burov (burov@bsu.by)

Abstract. Numerical simulation of polarisation switching (PS) processes in the case of two relative close PS points was carried out. Analysis of the results obtained shows that if the shift of the PS points is significantly greater than the sum of the PS widths for each of the points, which significantly depends on the ratio of the rate of change of the injection current and the value of the relative gain anisotropy, then the processes of switching polarisation in the area of PS points proceed almost independently. However, if the above condition is not met for the shift of the PS points, then when a certain critical value of the rate of change of the injection current, the nature of the PS begins to change: first, an incomplete PS appears (the degree of polarisation does not reach the limit value) with the subsequent leveling of the PS up to its practical disappearance. This is due to the high inertia of the process of tuning the polarisation of the output radiation near the PS points. The use of triangular pulses with a high rate of current change makes it possible to almost completely extinguish the manifestations of PS, i. e. there is a possibility of not technological, but dynamic exclusion of the influence of PS.

Keywords: polarisation switching; surface-emitting semiconductor laser; anisotropy; polarisation hysteresis.

Введение

В цикле работ [1–7] проведено детальное исследование основных закономерностей поляризационного переключения (ПП) в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (*vertical-cavity surface-emitting lasers*, VCSELs) в рамках подхода, при котором формирование излучения в резонаторе лазера рассматривается как поэтапное усиление и преобразование частично поляризованного излучения [1; 8] с учетом анизотропии коэффициентов усиления и (или) потерь. При таком подходе ПП приобретает характер полностью детерминированного перехода от одиночной линейной поляризации к ортогональной через цепочку частично поляризованных состояний с последовательным изменением тока инжекции вблизи значения, при котором индуцированная анизотропия коэффициентов усиления и (или) потерь становится равной нулю. Этот механизм принципиально отличается от интерпретации ПП в рамках метода поляризационных мод, когда ПП рассматривается как результат бистабильной конкуренции двух независимых поляризационных мод с ортогональной линейной поляризацией. В частности, линейная зависимость должна приводить к присутствию не более одной точки ПП для одномодовой генерации, в то время как в реальности могут наблюдаться две точки, причем с разными типами ПП [9; 10]. С другой стороны, по мнению авторов работы [11], для некоторых излучателей анизотропия коэффициента усиления близка к линейной только в той области, где порог превышен на 50 %, но ее относительное значение может быть настолько малым ($\sim 3 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$), что обе поляризационные моды имеют заметную выходную мощность.

Таким образом, в контексте обобщения ранее полученных результатов встает вопрос о более общей (и, возможно, более точной) зависимости анизотропии коэффициентов усиления и (или) потерь от плотности тока инжекции j , чем линейная функция. Анализ температурных зависимостей положения точек ПП как для коротковолновых [12], так и для длинноволновых [11] VCSELs показал [13; 14], что хорошим приближением для анизотропии коэффициента усиления в одномодовом режиме является использование полинома второго порядка по степеням плотности тока инжекции. Более того, было отмечено, что для одномодового режима можно наблюдать не более двух точек ПП. По этой причине возникает вопрос о влиянии соседней точки ПП на динамику ПП выбранной точки, что и является основной проблемой настоящей работы.

Теоретические основы метода

На основании проведенного анализа [13] анизотропию коэффициента усиления можно рассматривать как полином второго порядка по степеням плотности инжекционного тока, при этом коэффициенты полинома должны зависеть [14] от температуры. Другими словами, индуцированная анизотропия коэффициента усиления для мод ТЕ, ТМ может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}k_x &= k_{0x} + jk_{1x} + j^2k_{2x}, \\k_y &= k_{0y} + jk_{1y} + j^2k_{2y}.\end{aligned}\tag{1}$$

Следует подчеркнуть, что далее речь пойдет только об анизотропии коэффициента усиления, хотя в принципе оценки, которые были проведены в рамках исследования [14], касались свойств полупроводниковых материалов, соответственно, полученные результаты могут относиться и к коэффициенту внутренних потерь. Однако, исходя из выводов работ [3; 4], это не имеет принципиального значения в связи с введением эффективной величины коэффициента усиления.

В рамках разработанного ранее подхода [1–7] для описания поляризационных свойств выходного излучения VCSELs будет использована система уравнений, сформулированная в статьях [1–4]. Для упрощения расчетов вся ориентационная анизотропия может быть включена [3] в коэффициент усиления отдельной поляризационной компоненты, который в данном случае записывается как

$$G(\psi) = g_0(N - N_{tr}) \left[1 + k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j}{j_{p2}} \right) \cos 2\psi \right],\tag{2}$$

где $g_0(N - N_{tr})$ – стандартный коэффициент усиления для полупроводниковых лазеров, конкретно определенный в работах [1; 3]; j_{p1} и j_{p2} – положение точек ПП (согласно статье [1] точка ПП – это величина j , для которой степень поляризации равна нулю); $k_0 = \frac{k_{0x} - k_{0y}}{k_{0x} + k_{0y}}$, если коэффициенты в выраже-

ниях (1) представлены в относительном виде при нормировке на $k_{0x} + k_{0y}$. Такая нормировка обусловлена тем, что форма выражения (2) практически совпадает с формой, которая используется в работах [1–7]. Единственным отличием является наличие двух корней, соответствующих двум точкам ПП. Более того, поскольку само ПП реализуется в очень узком диапазоне изменения тока инжекции [1–7], в случае если сдвиг точек ПП значительно превышает ширину ПП (согласно работам [1–4] под шириной ПП понимается диапазон изменения тока инжекции или его плотности, в пределах которого величина степени поляризации изменяется от $-0,95$ до $+0,95$ или наоборот), можно положить, что сценарий ПП для каждой точки реализован в полном соответствии с описанием [1–7].

Однако возникает вопрос о применимости квазистационарного приближения, так как выходные характеристики (зависимость выходной мощности излучателя от мощности накачки) обычно получаются [15; 16] при линейном нарастании тока инжекции. Вместе с тем основной проблемой остается достаточно низкая скорость нарастания тока для обеспечения квазистационарного приближения, когда характерные времена нарастания тока были бы значительно больше, чем время релаксации возбуждения в активной среде. Линейные тепловые процессы характеризуются быстрой релаксацией, а квадратичные – относительно медленной релаксацией [17], т. е. эффект данных процессов имеет место, но в полной мере они проявляются в промежутки порядка десятков секунд и более [17]. По-видимому, именно этими причинами объясняются выводы работ [14; 18] о том, что основной вклад в разогрев излучателя вносят линейные процессы, а вклад квадратичных процессов становится заметным только при высоких токах инжекции. В то же время результаты моделирования показывают [14], что аппроксимация квазистационарного возбуждения хорошо выполняется до скоростей нарастания тока инжекции $\sim 1,0$ – $1,5$ мА/мкс, поэтому примем эту оценку как оптимальную для дальнейших исследований.

Исходя из всего вышесказанного, воспользуемся системой уравнений для описания динамики интенсивности поляризационной составляющей $I(\psi)$ и плотности неравновесных носителей заряда N вида [1; 3]

$$\begin{aligned}\frac{dI(\psi)}{dt} &= v(G(j, \psi) - \rho)I(\psi) + \beta \frac{hv^2}{\lambda} \frac{N}{\tau_N N_k} v, \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{J}{ed} - \Gamma \int (G(j, \psi) - \rho)I(\psi) d\psi - \frac{N}{\tau_N},\end{aligned}\tag{3}$$

где все обозначения определены в работах [1; 3], а коэффициент усиления $G(\psi)$ задан выражением (2).

Дальнейшие расчеты, связанные с численным решением уравнений (3), проводились по методике, подробно описанной в статьях [1; 3] для коротковолновых и длинноволновых VCSELs. Данные о численных параметрах для коротковолновых излучателей приведены в работе [8]. Большинство параметров для длинноволновых излучателей взяты из публикации [11] и частично дополнены данными из статей [19; 20] с некоторыми модификациями, так как во всех указанных работах использовалась модель SFM.

Пороговые токи определены по набору параметров излучателя, а точки ПП установлены априори на основе экспериментальных данных. Рассчитаны выходная мощность, мощности поляризационной моды (мощности излучения с поляризацией по базовым осям Ox и Oy) и степень поляризации выходного излучения.

Поляризационные переключения

Как и следовало ожидать исходя из сделанных ранее предположений, выходная мощность линейно зависит от тока инжекции и не проявляет никаких видимых особенностей в точках ПП. По этой причине сосредоточимся на изучении степени поляризации. Сразу следует отметить, что принципиальных различий в зависимости степени поляризации для коротковолновых ($\lambda \approx 850$ нм) и длинноволновых ($\lambda \approx 1500$ нм) излучателей нет, но есть определенные специфические особенности, связанные с существенной нелинейностью выходных характеристик длинноволновых излучателей.

Для более наглядной интерпретации полученных данных кратко напомним механизм формирования частично поляризованного излучения в VCSELs (более подробное описание можно найти в работах [1; 3; 8]). При задании величины тока инжекции (вводе в действие излучателя) все поляризационные составляющие первоначально усиливаются с учетом ориентационного распределения коэффициента усиления, а общая интенсивность (сумма интенсивностей всех поляризационных составляющих) увеличивается, достигая стационарного значения, определяемого концентрацией неравновесных носителей заряда. Далее анизотропия коэффициента усиления задает процесс перераспределения интенсивностей отдельных составляющих при постоянной общей интенсивности (это как раз и отражает тот факт, что ПП, как правило, не влияет на ватт-амперную зависимость), т. е. происходит преобразование поляризации усиленного излучения, продолжительность которого определяется временем жизни фотона в резонаторе (стационарное возбуждение) или характерным временем нарастания инжекционного тока. С другой стороны, продолжительность процесса поляризационной перестройки обратно пропорциональна величине относительной анизотропии коэффициента усиления. Если этого времени недостаточно для достижения предельных значений степени поляризации, то получаем некоторую промежуточную величину, которая может быть близка к нулю.

Теперь обратим внимание на то, что если корни j_{p1} и j_{p2} разнесены достаточно далеко (существенно шире области ПП для любого из корней), то характер ПП для каждой из точек ПП будет практически таким же, как в случае линейной зависимости [1; 4] наведенной анизотропии коэффициента усиления при его небольшой коррекции. В частности, если рассматривать поведение вблизи точки j_{p1} , то можно приближенно положить, что

$$k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j}{j_{p2}} \right) \cong k_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right) \left(1 - \frac{j_{p1}}{j_{p2}} \right) = k'_0 \left(1 - \frac{j}{j_{p1}} \right).$$

Учитывая сделанные замечания, начнем анализ с коротковолновых VCSELs, для которых характерна ограниченная область реализации одномодового режима (обычно не более чем на 100 % превышающая пороговый ток). Результаты расчетов показывают, что условие квазистационарного нарастания тока существенно зависит от относительного смещения точек ПП. Например, на рис. 1 приведена зависимость степени поляризации от величины тока инжекции при разных скоростях его нарастания. Для сдвига точек ПП, равного 0,7 мА (см. рис. 1, а), даже при скорости нарастания тока инжекции 4 мА/мкс (выше ранее указанного предела) зависимость степени поляризации близка к установившейся (несмотря на характерные динамические сдвиги точек ПП [1; 3], оба переключения поляризации наблюдаются в полной мере). Однако если смещение точек ПП уменьшить до 0,4 мА (см. рис. 1, б), то при той же скорости нарастания тока ПП практически исчезают, хотя при меньших скоростях они наблюдаются достаточно отчетливо.

Сходимость точек ПП соответствует сходимости кривых $k_x(j)$ и $k_y(j)$ и, как результат, уменьшению анизотропии коэффициента усиления в достаточно широком диапазоне токов инжекции, а следовательно, увеличению времени, необходимого для перестройки поляризации в этом диапазоне. Если она становится значительно больше характерного времени нарастания тока инжекции, поляризация не успевает перестроиться.

В качестве иллюстрации на рис. 2 показана эволюция кривых переключения поляризации для излучателя, характерные зависимости которого приведены на рис. 1, а, с дальнейшим увеличением скорости нарастания тока. В этом случае можно увидеть, как последовательно деформируется кривая ПП, заканчивающаяся полным исчезновением ПП. Однако обратим внимание на кривую δ (см. рис. 2), которая соответствует значению степени поляризации $\sim 0,9$. Дело в том, что уже на пороге генерации скорость нарастания тока настолько высока, что степень поляризации не успевает достичь своего предельного значения. Впоследствии анизотропия коэффициента усиления уменьшается и, соответственно, увеличивается время поляризационной перестройки, так что исходное значение степени поляризации практически не изменяется.

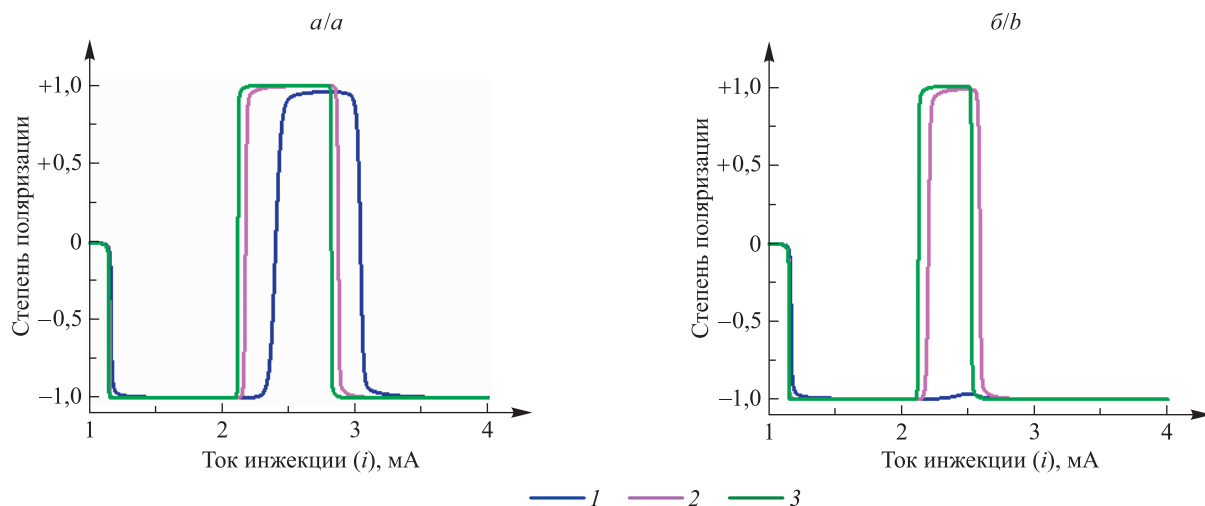


Рис. 1. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания и разных смещениях точек ПП:

$a - i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,8 \text{ mA}$; $б - i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,5 \text{ mA}$.

Время нарастания тока, с: $1 - 10^{-6}$; $2 - 10^{-5}$; $3 - 10^{-4}$

Fig. 1. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different rates of rise of the injection current for different displacements of polarisation switching (PS) points:

$a - i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.8 \text{ mA}$; $б - i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.5 \text{ mA}$.

Current rise time, s: $1 - 10^{-6}$; $2 - 10^{-5}$; $3 - 10^{-4}$

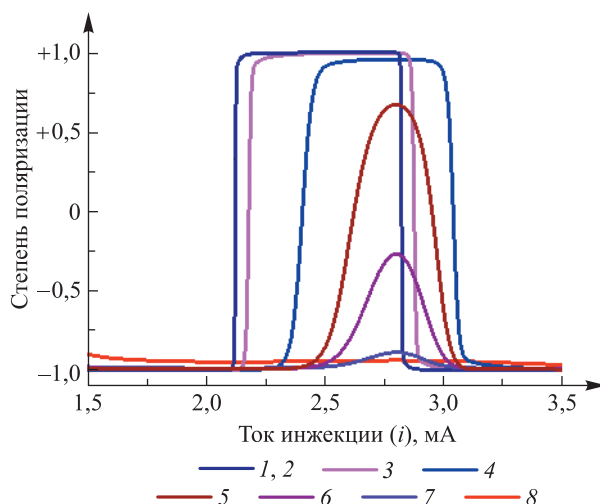


Рис. 2. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания.

Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2,8 \text{ mA}$.

Время нарастания тока, с: $1 - 10^{-3}$; $2 - 10^{-4}$; $3 - 10^{-5}$; $4 - 10^{-6}$;

$5 - 5 \cdot 10^{-7}$; $6 - 4 \cdot 10^{-7}$; $7 - 3 \cdot 10^{-7}$; $8 - 10^{-7}$

Fig. 2. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different rates of rise of the injection current.

Position of PS points: $i_{ps1} = 2.1 \text{ mA}, i_{ps2} = 2.8 \text{ mA}$.

Current rise time, s: $1 - 10^{-3}$; $2 - 10^{-4}$; $3 - 10^{-5}$; $4 - 10^{-6}$;

$5 - 5 \cdot 10^{-7}$; $6 - 4 \cdot 10^{-7}$; $7 - 3 \cdot 10^{-7}$; $8 - 10^{-7}$

Как отмечалось ранее, аналогичные явления наблюдаются и для длинноволновых излучателей, но для них характерна более сильная нелинейность, что видно по выходным характеристикам [11; 21; 22]. Для степени поляризации это выражается в более строгих условиях квазистационарности. Например, на рис. 3 приведены зависимости для длинноволнового излучателя, подобного коротковолновому излучателю, результаты для которого представлены на рис. 2 (двукратное превышение порога для первой точки ПП). Как видно, условия квазистационарности не выполняются при текущей скорости нарастания $0,4 \text{ mA/мкс}$ (в 10 раз меньше) для всего диапазона увеличения сдвига второй точки ПП.

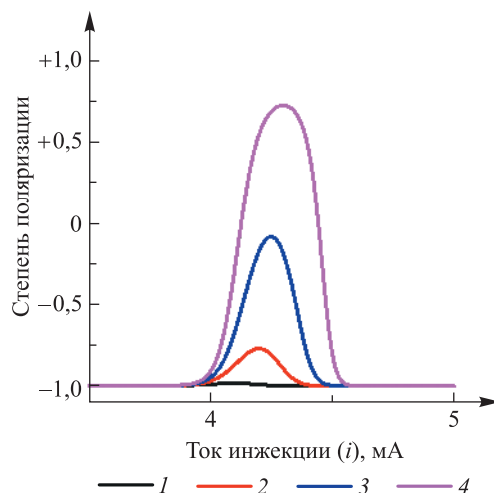


Рис. 3. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины тока инжекции при различных значениях второго тока ПП:
 $1 - i_{ps1} = 3,7 \text{ мА}, i_{ps2} = 4,1 \text{ мА}; 2 - i_{ps1} = 3,7 \text{ мА}, i_{ps2} = 4,2 \text{ мА};$
 $3 - i_{ps1} = 3,7 \text{ мА}, i_{ps2} = 4,25 \text{ мА}; 4 - i_{ps1} = 3,7 \text{ мА}, i_{ps2} = 4,3 \text{ мА}.$
 Время нарастания тока составляет 10^{-5} с . Пороговый ток равен $1,8 \text{ мА}$

Fig. 3. Dependence of the polarisation degree of the output radiation on injection current at different values of the second switching current:
 $1 - i_{ps1} = 3.7 \text{ mA}, i_{ps2} = 4.1 \text{ mA}; 2 - i_{ps1} = 3.7 \text{ mA}, i_{ps2} = 4.2 \text{ mA};$
 $3 - i_{ps1} = 3.7 \text{ mA}, i_{ps2} = 4.25 \text{ mA}; 4 - i_{ps1} = 3.7 \text{ mA}, i_{ps2} = 4.3 \text{ mA}.$
 Current rise time is 10^{-5} s . Threshold current is 1.8 mA

Второй особенностью длинноволновых VCSELs является более широкий диапазон одномодовой генерации (в 6–8 раз больше порога [11; 21]). Однако, как показывают расчеты, условия квазистационарности в этом случае становятся еще более строгими, что иллюстрируют зависимости, представленные на рис. 3, а. В работах [11; 21] не приводятся данные о скорости изменения тока, но, по замечанию авторов статьи [11], в ходе исследований не было обнаружено заметных явлений гистерезиса, поэтому с учетом полученных результатов [22] можно считать, что условие квазистационарности выполнено.

Следует отметить, что условие квазистационарности не является глобальным, а определяется прежде всего относительной анизотропией коэффициента усиления. В случае с далеко разнесенными ПП это отражается на ширине ПП, если только не выходить за рамки квазистационарной реакции системы в целом. При наличии близких точек ПП получаем процесс, который можно назвать неполным циклом ПП, когда степень поляризации, изменяясь от одного предельного значения, не доходит до другого предельного значения и снова возвращается к исходной величине (см. рис. 3 и рис. 4, а).

При сравнении данных, представленных на рис. 3 и 4, а, следует отметить еще одну важную деталь: при смещении точек ПП в область больших значений условия квазистационарности становятся более жесткими. Это связано с тем, что анизотропия коэффициента усиления зависит от отношения плотности тока смещения к значению тока в точке ПП (см. выражение (2)). Следовательно, по мере возрастания плотности тока для точки ПП увеличивается и ширина области ПП, а при фиксированном сдвиге точек ПП перекрытие областей ПП происходит при меньших скоростях изменения тока инжекции.

Стоит отметить, что в публикациях, посвященных ПП (особенно основанных на экспериментальных данных), используются зависимости не от степени поляризации, а от интенсивности поляризационных мод, т. е. выходной интенсивности с поляризацией по осям Ox и Oy . В качестве иллюстрации на рис. 4, б, представлена такая зависимость, соответствующая данным для кривой 3 на рис. 4, а.

Анализ рис. 1–4 показывает, что увеличение скорости нарастания тока может нивелировать эффект ПП при наличии двух близких точек ПП. Однако это происходит, если начальное состояние является одним из предельных линейно-поляризованных собственных состояний, когда исходная анизотропия близка к экстремуму. Принципиально иная ситуация наблюдается, если начальным состоянием является пороговое состояние, где степень анизотропии близка к нулю. В этом случае, если точка ПП близка к пороговому значению тока, то имеется достаточно широкий диапазон значений тока инжекции с низкими значениями и противоположными знаками анизотропии. Это означает, что при высокой скорости нарастания тока время формирования поляризации может быть значительно больше, чем характерное время нарастания тока, а степень поляризации выходного излучения может оставаться довольно низкой в широком диапазоне пороговых превышений.

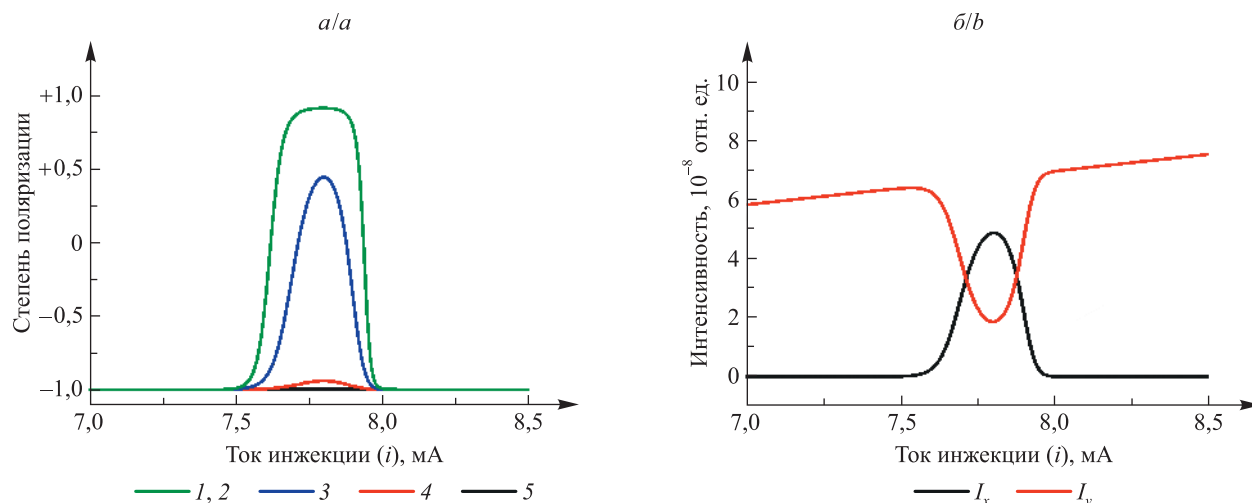


Рис. 4. Зависимость степени поляризации выходного излучения (а) и интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y (б) от величины тока инъекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 7.4$ mA, $i_{ps2} = 7.8$ mA. Время нарастания тока, с: 1 – $5 \cdot 10^{-4}$; 2 – $3 \cdot 10^{-4}$; 3 – $2 \cdot 10^{-4}$; 4 – 10^{-4} ; 5 – $5 \cdot 10^{-5}$

Fig. 4. Dependence of the polarisation degree of the output radiation (a) and the intensities of the polarisation modes I_x and I_y (b) on injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 7.4$ mA, $i_{ps2} = 7.8$ mA. Current rise time, s: 1 – $5 \cdot 10^{-4}$; 2 – $3 \cdot 10^{-4}$; 3 – $2 \cdot 10^{-4}$; 4 – 10^{-4} ; 5 – $5 \cdot 10^{-5}$

На рис. 5, а, показана такая ситуация для длинноволнового VCSEL (для коротковолнового VCSEL эффект присутствует, но он гораздо менее выражен), где низкое значение степени поляризации выходного излучения заметно смещается при увеличении текущей скорости нарастания тока.

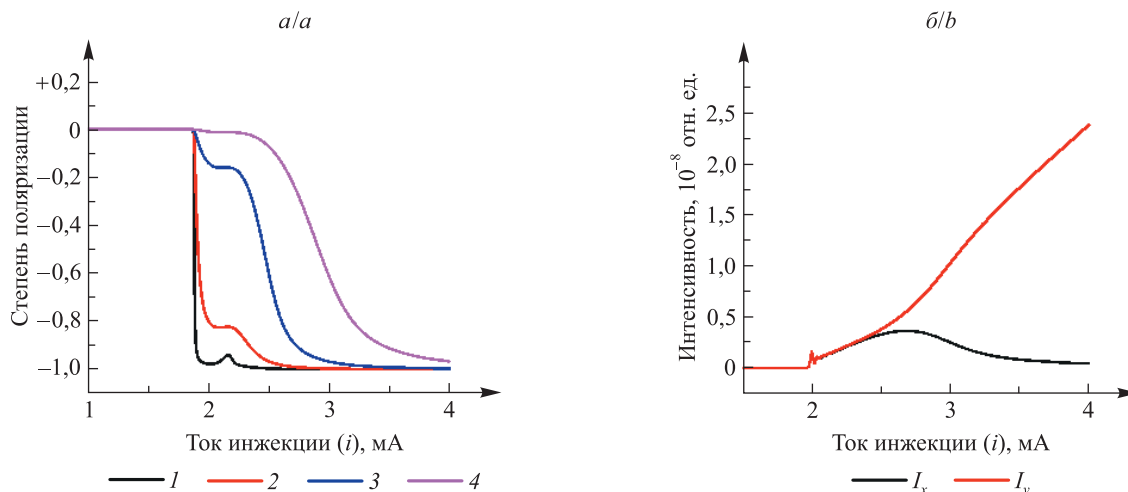


Рис. 5. Зависимость степени поляризации выходного излучения (а) и интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y (б) от величины тока инъекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2.1$ mA, $i_{ps2} = 2.15$ mA. Время нарастания тока, с: 1 – 10^{-4} ; 2 – 10^{-5} ; 3 – 10^{-6} ; 4 – 10^{-7}

Fig. 5. Dependence of the polarisation degree of the output radiation (a) and the intensities of the polarisation modes I_x and I_y (b) on injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 2.1$ mA, $i_{ps2} = 2.15$ mA. Current rise time, s: 1 – 10^{-4} ; 2 – 10^{-5} ; 3 – 10^{-6} ; 4 – 10^{-7}

На первый взгляд эффект кажется несколько неожиданным, так как, например, при скорости нарастания тока около 40 мА/мкс (намного выше предельных значений для условий квазистационарности) составляющие интенсивности (то, что обычно ассоциируем с поляризационными модами) увеличиваются с одинаковой скоростью в достаточно широком диапазоне токов (рис. 5, б), превышающем обычную ширину ПП. Однако аналогичный эффект наблюдался экспериментально [22], хотя и в других условиях. Более того, его нельзя считать доказательством, но следует отметить, что в данном случае имеет место значительное влияние переходных процессов.

Поляризационный гистерезис

Таким образом, наличие близко расположенных точек ПП может заметно влиять на динамические характеристики VCSELs. Это означает, что форма и параметры поляризационного гистерезиса могут изменяться вследствие смещения точек ПП при динамическом изменении тока инжекции (согласно данным работ [5; 6]). Для исследования особенностей поляризационного гистерезиса использовались треугольные симметричные импульсы с увеличением тока от нуля до значений, заметно превышающих значение верхней точки ПП, для которых величина степени поляризации стабильно достигает предельных значений ± 1 .

Сразу следует отметить, что принципиальных различий в явлениях гистерезиса для коротковолновых и длинноволновых излучателей нет, но, как упоминалось ранее, для длинноволновых излучателей эффекты более выражены. По этой причине данные будут приведены для длинноволновых излучателей. Они подтверждают принципиальную симметрию смещения точек ПП в область больших значений при увеличении тока и, соответственно, в область меньших значений при его уменьшении [5; 6].

Более того, если скорость изменения тока превышает некоторую критическую величину, которая существенно зависит от смещения точек ПП, модуляция интенсивности поляризационных мод значительно снижается (рис. 6) и имеет тенденцию к полному нивелированию.

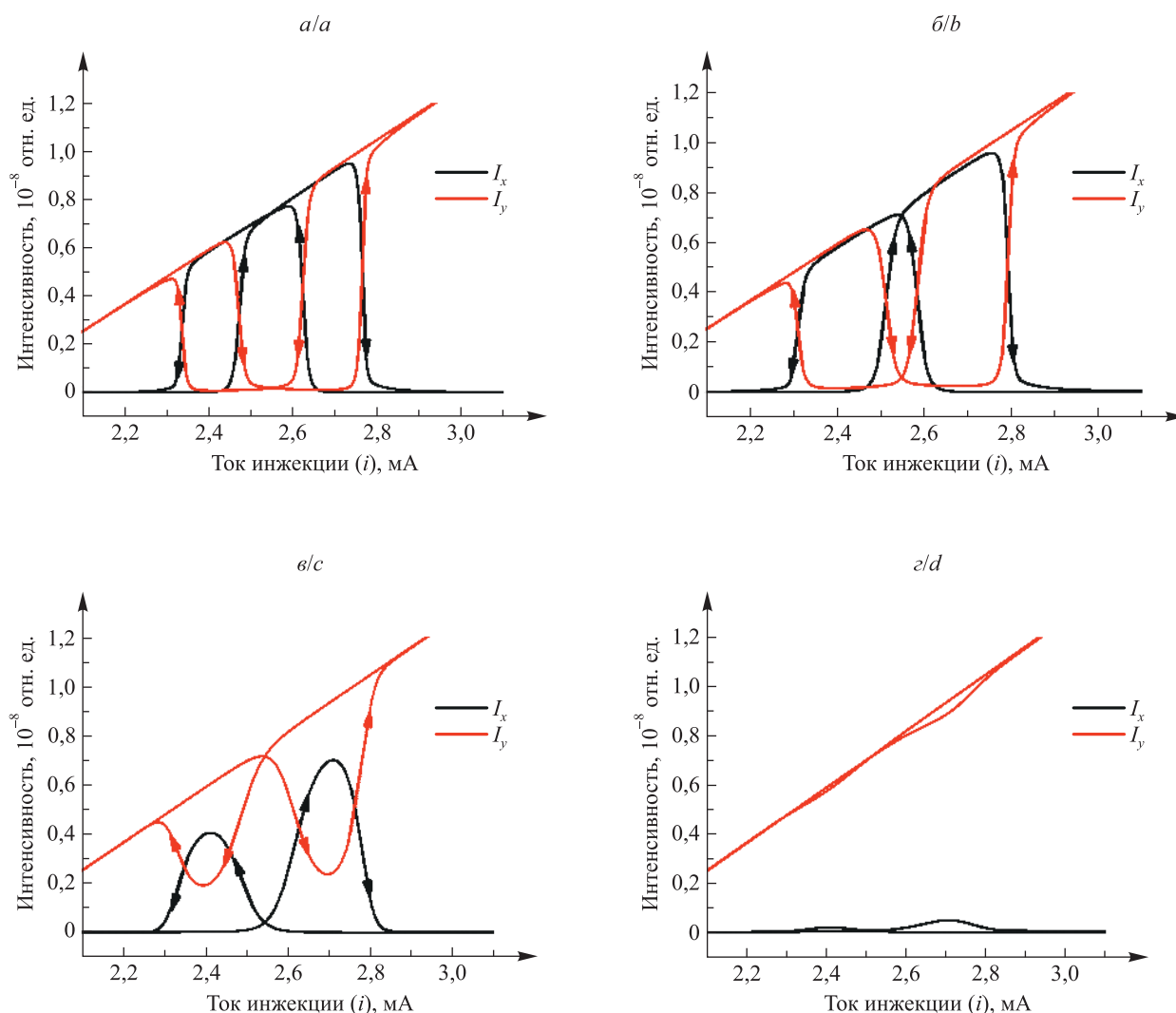


Рис. 6. Зависимость интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y от величины тока инжекции при различных скоростях его нарастания. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,4$ мА, $i_{ps2} = 2,7$ мА.

Время нарастания тока, с: а – 10^{-4} ; б – $5 \cdot 10^{-5}$; в – $2 \cdot 10^{-5}$; г – 10^{-5}

Fig. 6. Dependence of the intensities of the polarisation modes I_x and I_y on injection current at different rates of rise of the injection current. Position of PS points: $i_{ps1} = 2.4$ mA, $i_{ps2} = 2.7$ mA.

Current rise time, s: а – 10^{-4} ; б – $5 \cdot 10^{-5}$; в – $2 \cdot 10^{-5}$; г – 10^{-5}

Следует подчеркнуть, что эффект нивелирования ПП (как и сам процесс ПП) имеет характер математической катастрофы, в которой роль управляющего параметра играет скорость изменения инжекционного тока. Действительно, при малой скорости изменения тока происходит обычное монотонное увеличение области ПП [1; 4–6] (см. рис. 6, *а* и *б*). Однако, когда область ПП достигает примерно половины величины смещения точек ПП, само ПП приобретает характер незавершенного ПП (см. рис. 6, *в*), при котором не достигается предельное состояние ортогональной поляризации. При дальнейшем увеличении скорости изменения тока ПП практически полностью нивелируется (см. рис. 6, *г*), и весь этот коллапс происходит в достаточно узком диапазоне значений скорости изменения тока инжекции.

Наблюдаемый эффект имеет вполне логичное объяснение в рамках разработанных идей: скорость перестройки поляризации лазерного излучения оказывается существенно меньше скорости изменения тока инжекции, и лазерная система просто не успевает перестроиться. Для того чтобы проверить это предположение, были проведены расчеты с изменением коэффициента анизотропии k_0 , так как именно величина относительной анизотропии определяет характерное время корректировки поляризации излучения.

Результаты расчетов (рис. 7) полностью подтверждают высказанное выше предположение: уменьшение коэффициента анизотропии k_0 приводит к нивелированию ПП.

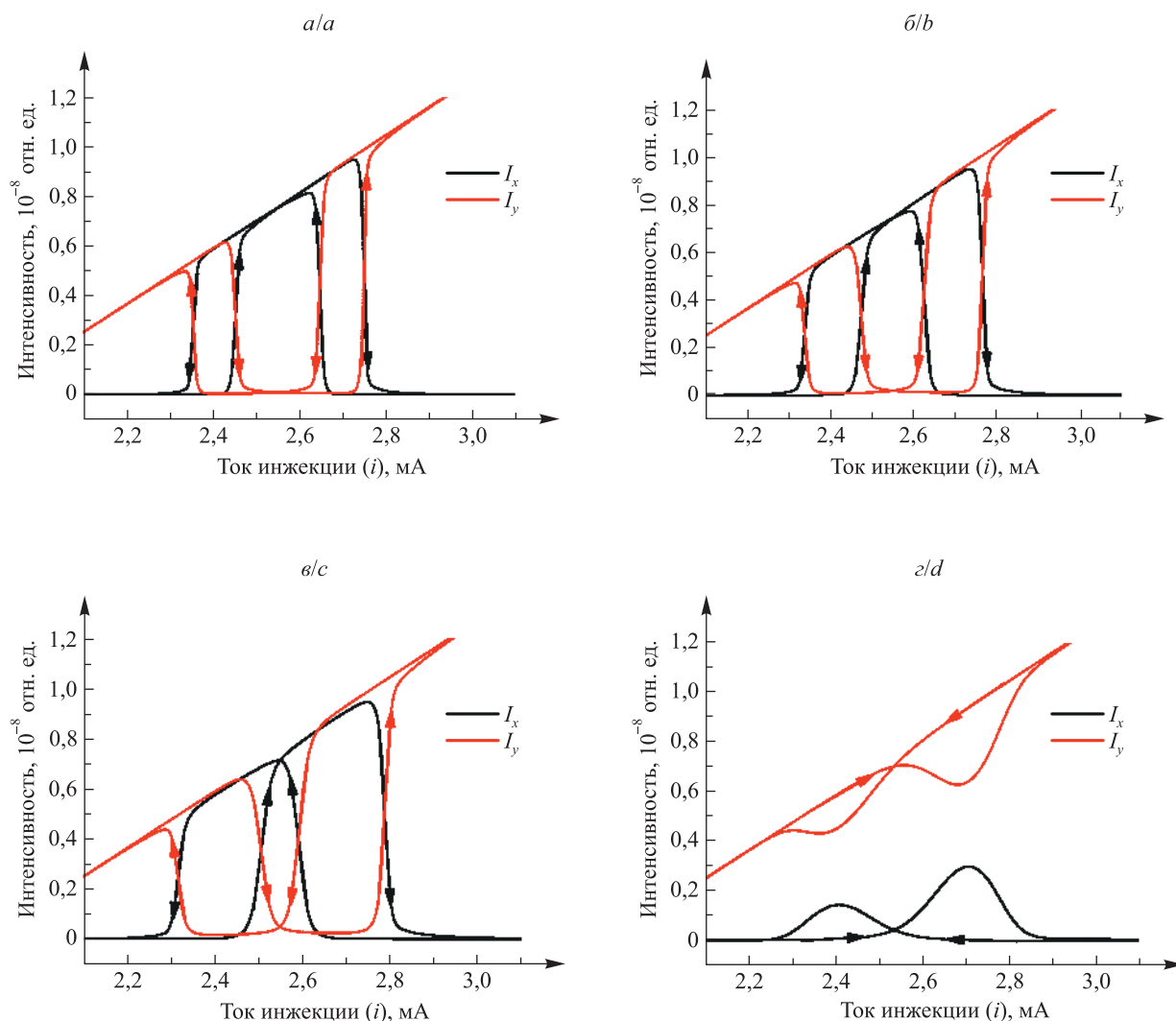


Рис. 7. Зависимость интенсивностей поляризационных мод I_x и I_y от величины тока инжекции при различных значениях коэффициента анизотропии: *a* – $k_0 = 0,02$; *б* – $k_0 = 0,01$; *в* – $k_0 = 0,005$; *г* – $k_0 = 0,001$. Положение точек ПП: $i_{ps1} = 2,4$ мА, $i_{ps2} = 2,7$ мА. Время нарастания тока составляет 10^{-4} с

Fig. 7. Dependence of the intensities of the polarisation modes I_x and I_y on injection current at different values of the anisotropy coefficient: *a* – $k_0 = 0.02$; *b* – $k_0 = 0.01$; *c* – $k_0 = 0.005$; *d* – $k_0 = 0.001$.

Position of PS points: $i_{ps1} = 2.4$ mA, $i_{ps2} = 2.7$ mA. Current rise time is 10^{-4} s

Полученные результаты представляют несомненный интерес, так как свидетельствуют о возможности динамического устранения эффекта ПП. В настоящее время эта проблема решается технологически [23–25], что, естественно, сказывается на выходных характеристиках излучателей. Более того, результирующий эффект не является чисто локальным по времени: расчеты показали, что он сохраняется при последовательности импульсов до 10^5 .

Заключение

Таким образом, если точки ПП расположены достаточно далеко друг от друга (по сравнению с шириной ПП), то квадратичная зависимость анизотропии коэффициента усиления не оказывает существенного влияния на характер ПП в отличие от линейной функции [1–7], за исключением некоторой корректировки значения коэффициента анизотропии k_0 . Однако если смещение точек ПП сопоставимо с шириной ПП (которая, кстати, зависит от скорости изменения тока инжекции [1]), то при некотором критическом значении скорости изменения тока, зависящем от отношения смещения точек ПП к значению коэффициента анизотропии k_0 , двойное ПП начинает быстро выравниваться, пока не исчезает практически полностью. При дальнейшем увеличении скорости изменения тока инжекции (см. рис. 2, кривая 8) ПП практически полностью исчезает, но степень поляризации выходного излучения может незначительно отличаться от предельного значения.

По сути, полученные результаты демонстрируют возможность не технологического, а динамического устранения поляризационной неустойчивости при наличии двух близких точек ПП. Она может быть реализована на основе высокочастотной модуляции тока [26; 27], которая широко используется в оптоэлектронных системах.

Следует подчеркнуть, что условие малого сдвига точек ПП является относительным, зависящим от скорости изменения тока. В этом случае главное условие состоит в том, чтобы не выйти за рамки квазистационарного приближения. Однако согласно результатам работы [14] взаимное расположение точек ПП может контролироваться путем изменения температуры, т. е. можно получить необходимый сдвиг точек ПП для гашения поляризационного гистерезиса в случае использования треугольного импульса.

Библиографические ссылки

1. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Наведенный дихроизм усиления в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2016;3:63–70. EDN: XIBRIH.
2. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Роль спонтанного испускания в формировании поляризованного излучения VCSEL. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2017;2:50–56. EDN: THYPBN.
3. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;1:51–57. EDN: MJANSH.
4. Jadan M, Addasi JS, Burov LI, Gorbachevich AS, Lobachevich PM. Polarization switching mechanism in surface-emitting semiconductor lasers. *Optik*. 2018;158:118–126. DOI: 10.1016/j.ijleo.2017.11.147.
5. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Переходные процессы при поляризационных переключениях в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;2:17–24. EDN: YSICXR.
6. Jadan M, Addasi JS, Flaifel MH, Burov LI, Gorbachevich AS, Lobachevich PM. The effect of VCSEL intrinsic dynamics on polarization bistability. *Results in Physics*. 2019;14:102379. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102379.
7. Буров ЛИ, Горбацевич АС, Лобацевич ПМ. Влияние различных источников флуктуаций на статистические характеристики выходного излучения поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;3:12–21. DOI: 10.33581/2520-2243-2019-3-12-21.
8. Джадан М, Буров ЛИ, Горбацевич АС, Соколов ЕС. Переключение поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2009;76(5):717–724. EDN: KUISEJ.
9. San Miguel M, Feng Q, Moloney JV. Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers. *Physical Review A*. 1995;52(2):1728–1739. DOI: 10.1103/PhysRevA.52.1728.
10. Danckaert J, Nagler B, Albert J, Panajotov K, Veretennicoff I, Erneux T. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Communications*. 2002;201(1–3):129–137. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01668-6.
11. Quirce A, Valle A, Pesquera L, Thienpont H, Panajotov K. Measurement of temperature-dependent polarization parameters in long-wavelength VCSELs. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2015;21(6):1800207. DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2410260.
12. Wang Q, Guan B, Liu K, Liu X, Jiang X, Ma Y, et al. Temperature dependent polarization switch of 850-nm VCSELs with different apertures. *Optics and Laser Technology*. 2014;63:19–23. DOI: 10.1016/j.optlastec.2014.03.001.
13. Liu Y, Ng W-C, Choquette KD, Hess K. Numerical investigation of self-heating effects of oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2005;41(1):15–25. DOI: 10.1109/JQE.2004.839239.
14. Буров ЛИ, Лобацевич ПМ. Моделирование тепловых эффектов на поляризационное переключение в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2024;2:20–29. EDN: NDMNCW.
15. Masoller C, Torre MS. Modeling thermal effects and polarization competition in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Express*. 2008;16(26):21282–21296. DOI: 10.1364/OE.16.021282.

16. Valle A, Shore KA, Pesquera L. Polarization selection in birefringent vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Light-wave Technology*. 1996;14(9):2062–2068. DOI: 10.1109/50.536974.
17. Ning CZ, Moloney JV. Thermal effects on the threshold of vertical-cavity surface-emitting lasers: first- and second-order phase transitions. *Optics Letters*. 1995;20(10):1151–1153. DOI: 10.1364/OL.20.001151.
18. Kuo W-C, Wu Y-H, Li Y-C, Yen T-C. Criticalities and phase transition in the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2012;24(24):2262–2264. DOI: 10.1109/LPT.2012.2226572.
19. Torre MS, Masoller C. Dynamical hysteresis and thermal effects in vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2010;46(12):1788–1794. DOI: 10.1109/JQE.2010.2046139.
20. Pérez P, Valle A, Pesquera L. Polarization-resolved characterization of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser parameters. *Journal of the Optical Society of America B*. 2014;31(11):2574–2580. DOI: 10.1364/JOSAB.31.002574.
21. Pérez P, Valle A, Noriega I, Pesquera L. Measurement of the intrinsic parameters of single-mode VCSELs. *Journal of Light-wave Technology*. 2014;32(8):1601–1607. DOI: 10.1109/JLT.2014.2308303.
22. Quirce A, Valle A, Pesquera L, Panajotov K, Thienpont H. Effect of temperature on polarization switching in long-wavelength VCSELs. In: Lei C, Choquette KD, editors. *Vertical-cavity surface-emitting lasers XIX; 2015 February 11–12; San Francisco, USA*. Bellingham: SPIE; 2015. p. 93810X (Proceedings of SPIE; volume 9381). DOI: 10.1117/12.2079742.
23. Augustin LM, Smalbrugge E, Choquette KD, Karouta F, Strijbos RC, Verschaffelt G, et al. Controlled polarization switching in VCSELs by means of asymmetric current injection. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2004;16(3):708–710. DOI: 10.1109/LPT.2004.823693.
24. Debernardi P, Unold HJ, Maehns J, Michalzik R, Bava GP, Ebeling KJ. Single-mode, single-polarization VCSELs via elliptical surface etching: experiments and theory. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2003;9(5):1394–1405. DOI: 10.1109/JSTQE.2003.819487.
25. Blokhin SA, Maleev NA, Bobrov MA, Kuz'menkov AG, Vasil'ev AP, Zadiranov YuM, et al. Vertical-cavity surface-emitting lasers with intracavity contacts and a rhomboidal current aperture for compact atomic clocks. *Quantum Electronics*. 2019;49(2):187–190. DOI: 10.1070/QEL16871.
26. Barve AV, Zheng Y, Johansson L, Mehta A, Husain A, Coldren L. Ultrafast polarization modulation in vertical cavity surface emitting lasers with frequency dependent current injection. *Applied Physics Letters*. 2012;101(25):251104. DOI: 10.1063/1.4772540.
27. Masoller C, Torre MS, Mandel P. Influence of the injection current sweep rate on the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Applied Physics*. 2006;99(2):026108. DOI: 10.1063/1.2160711.

Получена 05.11.2024 / исправлена 11.12.2024 / принята 13.12.2024.
Received 05.11.2024 / revised 11.12.2024 / accepted 13.12.2024.