

УДК 621.373.8

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯХ В ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Л. И. БУРОВ¹⁾, А. С. ГОРБАЦЕВИЧ¹⁾, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ¹⁾

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

На основе численного моделирования проведено исследование поляризационного гистерезиса в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. Характерной особенностью являлось возбуждение полупроводниковых лазеров треугольным импульсом, в котором ток линейно возрастал от нуля до значения, существенно превышающего точку поляризационного переключения, а затем с такой же скоростью спадал до нуля. Результаты численных расчетов показывают, что все особенности формирования петли поляризационного гистерезиса связаны с инерционностью формирования поляризационных характеристик в области поляризационных переключений. В частности, показано, что диапазон линейности формирования петли поляризационного гистерезиса может быть расширен за счет сдвига точки поляризационного переключения в область больших значений инжекционного тока.

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

POLARIZATION SWITCHING TRANSIENTS IN SURFACE-EMITTING SEMICONDUCTOR LASERS

L. I. BUROV^a, A. S. GORBATSEVICH^a, P. M. LOBATSEVICH^a

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

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

Based on numerical simulation, polarization hysteresis (PH) in surface-emitting semiconductor lasers (VCSEL) has been studied. In the process the characteristic feature was initiation of VCSEL by the triangular pulse, in which the current was linearly increasing from zero to the value significantly exceeding the polarization switching point (PS) and subsequently decreasing to zero at the same rate. The obtained numerical results demonstrated that all the peculiarities of the PH loop generation were associated with the lag effect of the polarization characteristics formation in the region of polarization switching. In particular, it has been shown that the range of the PH loop generation linearity can be expanded by shifting the PS point to the region of high injection currents.

Key words: polarization switching; polarization hysteresis; surface-emitting semiconductor lasers; anisotropy.

Образец цитирования:

Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Переходные процессы при поляризационных переключениях в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 2. С. 17–24.

For citation:

Burov L. I., Gorbatshevich A. S., Lobatsevich P. M. Polarization switching transients in surface-emitting semiconductor lasers. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 2. P. 17–24 (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 – аспирант кафедры общей физики 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

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

alex.gorbatshevich@gmail.com

Pavel M. Lobatsevich, postgraduate student at the department of general physics, faculty of physics.

pavel.lobatsevich@mail.ru

Введение

Явление поляризационной бистабильности (ПБ) было обнаружено в торцевых полупроводниковых инжекционных лазерах (ИЛ) при низкой температуре [1] и проявляется в том, что при нарастании инжекционного тока его значение, при котором происходит переключение с ТМ- на ТЕ-моду (или наоборот), смещено в область величин больших, чем при снижении значений тока. Такое явление связывали [2] с наличием положительной обратной связи между поляризационными модами, т. е. с различием в коэффициентах насыщения мод одинаковой (self-saturation) и ортогональной (cross-saturation) поляризации вследствие слабой анизотропии коэффициента усиления. Несколько позднее явление ПБ широко исследовалось в гребневых ИЛ [3; 4], в которых дополнительным фактором обратной связи являлось наличие волноводного эффекта.

Однако быстро было выявлено, что для эффективного управления этой обратной связью лучше использовать внешний резонатор и (или) внешнюю инжекцию оптического излучения. На такой схеме основано научно-техническое направление [5], использующее ПБ в качестве основы для разработки разнообразных устройств оптоэлектроники.

После обнаружения [6] эффекта поляризационного переключения (ПП) для поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров (VCSEL) явление ПБ не считалось чем-то особенным [7], однако изучение этого эффекта развивалось в направлении стандартной схемы реализации обратной связи [7; 8]. Причем для объяснения явления ПБ в VCSEL использовался тот же стандартный подход на основе поляризационных мод, который был предложен ранее [2]. Однако в этом случае интерпретации эффектов ПБ сталкивалась с определенными трудностями (например, при большой частоте модуляции инжекционного тока [9; 10]), преодолеть которые пытались за счет введения дополнительных допущений [11]. Основная причина затруднений связана с аксиоматикой метода – считается, что исходно формируются две поляризованные моды, нелинейное взаимодействие которых и определяет поляризационную динамику лазерной системы, причем параметры такого взаимодействия являются строго определенными характеристиками самой лазерной системы. Однако результаты исследований [9; 11] показывают, что такие параметры должны отражать характер процесса, т. е. быть, вообще говоря, динамическими переменными. Преодолеть такое противоречие в рамках метода поляризационных мод до настоящего времени не удалось.

В то же время в развиваемом авторами подходе [12] такая динамика включена исходно в процесс формирования поляризационного излучения в лазерной системе – неполяризованное (или слабо поляризованное) спонтанное излучение последовательно усиливается в активном слое с анизотропией активной среды и (или) анизотропией потерь. В стационарном решении процессы формирования стационарных значений интенсивности и степени поляризации идут параллельно, при этом степень поляризации стремится достичь предельных значений ± 1 , что соответствует линейной поляризации. Для большинства VCSEL характерна достаточно слабая анизотропия коэффициентов усиления и потерь [12], которая нарушает исходную аксиальную симметрию системы. Как следствие, скорость выхода поляризации на стационарное значение значительно меньше скорости установления суммарной интенсивности [12]. В результате суммарная интенсивность выходит на свое стационарное значение значительно быстрее, и дальнейшая эволюция излучения идет только за счет перераспределения интенсивности отдельных поляризационных компонент в пользу тех, для которых условия усиления оказываются более благоприятными. Этот процесс имеет гораздо большую длительность, которая оказывается обратно пропорциональной относительной степени анизотропии коэффициентов усиления и (или) потерь [12]. При достаточно быстром нарастании тока поляризация выходного излучения лазера не успевает выстраиваться по мгновенному значению тока и происходит сдвиг кривой $P(I)$ в область больших значений инжекционного тока. При последовательном спаде величины тока имеет место обратный сдвиг кривой $P(I)$ и, следовательно, образуется типичная петля гистерезиса.

Таким образом, процесс ПБ является естественным следствием динамики формирования поляризованного излучения в рамках подхода [12], однако это качественная картина и она требует детального подтверждения и изучения влияния различных параметров (скорости изменения инжекционного тока, времени жизни неравновесных носителей, внутренних потерь) на характеристики процесса ПБ. Результаты такого исследования представлены в настоящей работе.

Теоретическая модель

В качестве базовой принята полуфеноменологическая (в смысле определения зависимости коэффициента усиления от плотности инжекционного тока) модель для полупроводниковых поверхностно излучающих лазеров, детально описанная в работе [12], однако в данном случае мы будем использовать

несколько более общее представление параметров лазерной системы. В частности, в работе [12] в качестве основной расчетной величины используется интенсивность отдельной поляризационной компоненты $I_\psi(\psi)$, т. е. интенсивность линейно-поляризованной компоненты суммарной интенсивности, вектор поляризации которой ориентирован под углом ψ к направлению выделенной оси [12]. Однако в теории полупроводниковых лазеров вместо интенсивности обычно используется плотность фотонов [13]. Поэтому, используя простое соотношение $I(\psi) = \frac{hv^2}{2\lambda} S(\psi)$, где v и λ – скорость и длина волны соответственно, введем ориентационную компоненту плотности фотонов $S(\psi)$ в резонаторе. Более того, систему уравнений для ориентационной компоненты плотности фотонов $S(\psi)$ и концентрации неравновесных носителей заряда N представим в общем виде [14]:

$$\frac{dS(\psi)}{dt} = \Gamma\beta \frac{N}{\pi\tau_N} - v(\Gamma G(\psi) - \rho - k_R)S(\psi),$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{ed} - v \int G(\psi)S(\psi)d\psi - \frac{N}{\tau_N},$$

где $G(\psi)$ – ориентационная компонента коэффициента усиления; ρ , k_R – коэффициенты внутренних потерь и потерь на зеркалах резонатора соответственно; v – скорость света в активном слое; Γ – фактор оптического ограничения; d – толщина активного слоя; e – заряд электрона; j – плотность инжекционного тока; τ_N – время жизни неравновесных носителей заряда; β – доля фотонов спонтанного излучения, попадающая в моду генерации. Угол ψ определяет ориентацию вектора поляризации компоненты плотности фотонов $S(\psi)$ относительно выделенной оси. В соответствии с принятой моделью ориентационная компонента коэффициента усиления определяется как [12]

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

где $g_0(N - N_{tr})$ – стандартное выражение для коэффициента усиления полупроводниковых инжекционных лазеров; N_{tr} – концентрация прозрачности; j_{ps} – значение плотности инжекционного тока, соответствующего точке ПП; k_0 – безразмерный параметр, определяющий скорость изменения степени анизотропии коэффициента усиления η [12].

Для коэффициентов внутренних потерь ρ и потерь на зеркалах резонатора k_R пренебрегаем возможной зависимостью от угла ψ , поскольку для ρ такая зависимость может быть учтена в эффективном коэффициенте усиления [14], а ориентационная зависимость k_R практически не влияет на характер поляризационных переключений [14]. Отметим также, что в условиях эксперимента задается не плотность инжекционного тока j , а его величина I , в дальнейшем будем оперировать этой величиной, предполагая, что ток инжекции равномерно распределен по площади активного слоя.

Поскольку исходно ПБ рассматривается как динамический эффект, т. е. она – следствие особенности динамики формирования поляризации выходного излучения, то для исследования используем подход, который широко применяется для таких явлений [9], – треугольные импульсы с одинаковой скоростью нарастания и спада. Однако в отличие от классического подхода [9] такие импульсы не являются слабой модуляцией, накладываемой на статическую составляющую, а представляют собой полностью самостоятельное возбуждение, когда плотность инжекционного тока растет от нуля до фиксированной величины (в численных расчетах бралась величина 6 мА), а затем спадает опять до нуля. Это позволяет исследовать именно динамику ПБ целиком, а не ограничиваться проблемой линейности отклика системы в условиях слабой модуляции [9], что является более частным вопросом, хотя и важным для разработки систем передачи и обработки информации. Более того, в качестве максимального принимаем фиксированное значение инжекционного тока, что упрощает проведение сравнительного анализа динамических зависимостей. В этом случае основной характеристикой импульса накачки может служить время нарастания (и спада) тока T .

Выбор такой формы импульса возбуждения непосредственно связан с основной задачей настоящей работы – показать, что поляризационная бистабильность отражает особенности полной динамики формирования поляризационных характеристик выходного излучения, в том числе и в области поляризационной неустойчивости. При численных расчетах использовались значения параметров лазерной системы, приведенные в работе [12], которые являются характерными для VCSEL.

Результаты численного моделирования

Сразу же отметим, что результаты численных расчетов в основном подтвердили исходные предположения, изложенные в разделе «Введение». Например, уменьшение длительности импульса $2T$ ведет к уширению петли гистерезиса и увеличению ее наклона, что и демонстрируют зависимости, приведенные на рис. 1. Однако выявить сами зависимости этих параметров на основе численных данных достаточно сложно.

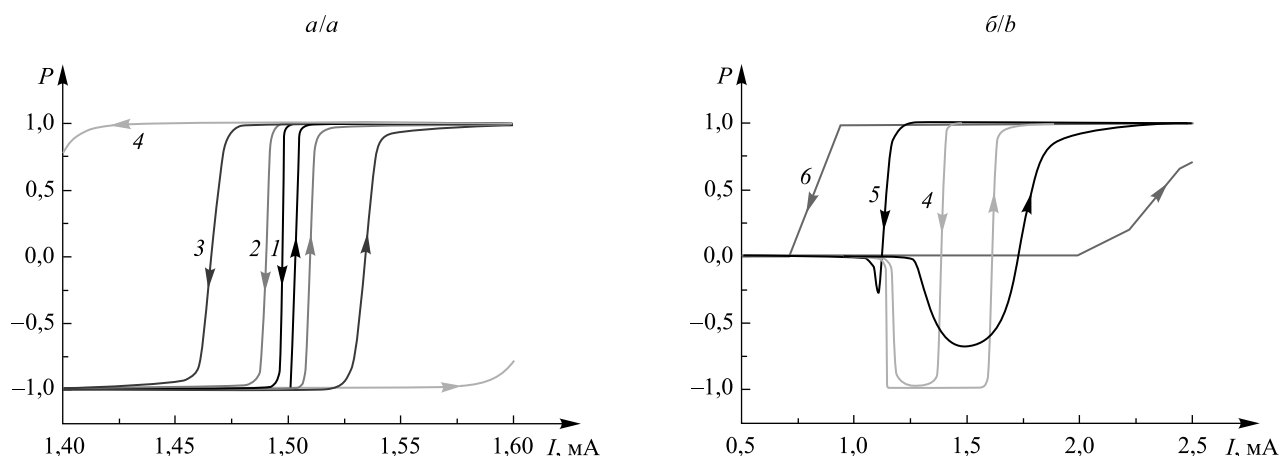


Рис. 1. Эволюция петли поляризационного гистерезиса при возбуждении треугольным импульсом с полупериодом T : $T = 10^{-3}$ с (1), $T = 10^{-4}$ с (2), $T = 10^{-5}$ с (3), $T = 10^{-6}$ с (4) (а); $T = 10^{-6}$ с (4), $T = 10^{-7}$ с (5), $T = 10^{-8}$ с (6) (б). $I_{ps} = 1,5$ мА; $k_0 = 10^{-2}$

Fig. 1. Evolution of the polarization hysteresis loop excited by triangular pulses with the half-period T : $T = 10^{-3}$ s (1), $T = 10^{-4}$ s (2), $T = 10^{-5}$ s (3), $T = 10^{-6}$ s (4) (a); $T = 10^{-6}$ s (4), $T = 10^{-7}$ s (5), $T = 10^{-8}$ s (6) (b). $I_{ps} = 1.5$ mA; $k_0 = 10^{-2}$

Действительно, если в качестве характеристики петли ПБ принять разность значений инжекционного тока ΔI_H , при которых поляризация достигает нулевого значения в случаях нарастания и спада тока (аналогичная характеристика вводилась авторами [9] для режима слабой модуляции), то численные значения дают существенно нелинейный рост величины ΔI_H при уменьшении T , что во многом связано с нелинейным искажением петли ПБ при временах нарастания тока меньше чем $3 \cdot 10^{-7}$ с (см. рис. 1, б). Следует отметить, что такие искажения в данном случае связаны и с относительно близким положением значения I_{ps} к пороговому значению. Так, при увеличении скорости нарастания тока происходит нелинейное смещение всей кривой $P(I)$ в область больших значений тока (для разных точек кривой $P(I)$ это смещение различно), что связано с инерционностью процесса формирования поляризации выходного излучения, которое подробно рассмотрено в работе [12]. При высокой скорости нарастания ($T < 3 \cdot 10^{-7}$ с) после преодоления порога генерации степень поляризации излучения не успевает достичь предельного значения -1 , а значения плотности инжекционного тока уже попадают в область ПП (см. рис. 1, б, кривая 5). Далее, кривая $P(I)$ приобретает привычный вид, хотя и сдвигается в область больших I , т. е. процесс ПП приобретает квазистационарный характер. При сбросе зависимость $P(I)$ проявляет еще более несимметричный характер, поскольку падение степени поляризации развивается уже в околупороговой области. Зависимость $P(I)$ при $t = 10^{-8}$ с вряд ли стоит анализировать, поскольку, как показывают расчеты, процесс формирования усиленного излучения приобретает осциллирующий характер в течение всего времени нарастания I . То, что при этом зависимость $P(I)$ имеет вид плавной кривой, не является необычным, что отмечалось в работе [15]. Однако близость значения I_{ps} к пороговому не принципиальное условие и обычно связана с условием одномодовости режима генерации [16]. В то же время рост значений I_{ps} позволяет снизить искажения зависимости $P(I)$ даже для достаточно малых значений T , что иллюстрируют зависимости, представленные на рис. 2. Стоит отметить, что выбранная предельная величина инжекционного тока 6 мА обеспечивала выход на предельное значение степени поляризации $+1$ для всех использованных значений I_{ps} .

Эффект затягивания порога при нарастании тока хорошо проявляется только при малых значениях T (см. рис. 2, а), что является следствием инерционности процесса формирования усиленного излучения [12], однако он практически не зависит от величины I_{ps} , что связано с малым значением

параметра k_0 и, следовательно, слабой зависимостью коэффициента усиления $G(\psi)$ от I_{ps} . Более того, хорошо наблюдаемый эффект увеличения наклона кривой $P(I)$ в области ПП при уменьшении полупериода импульса накачки T также практически не зависит от величины I_{ps} .

В то же время из представленных на рис. 2 зависимостей хорошо видно, что с увеличением I_{ps} растет и ширина петли ПГ ΔI_H . Действительно, если согласно [17] считать, что процесс ПП происходит в области, где величина степени анизотропии коэффициента усиления $\eta(j)$ [12] лежит в области $\eta < 5 \cdot 10^{-5}$, то тогда $\Delta I_H \sim I_{ps}$. Приведенные на рис. 3 зависимости показывают, что такая линейная пропорциональность сохраняется в широком диапазоне значений T (небольшие изменения начинают проявляться лишь при $T < 2 \cdot 10^{-7}$ с).

Следует отметить, что, например, при полупериоде нарастания тока $T = 10^{-7}$ с время прохождения области ПП составляет $\sim 10^{-10}$ с. Если учесть, что время жизни фотона в резонаторе VCSEL обычно лежит в области нескольких пикосекунд [16], то для формирования интенсивности условие квазиста-

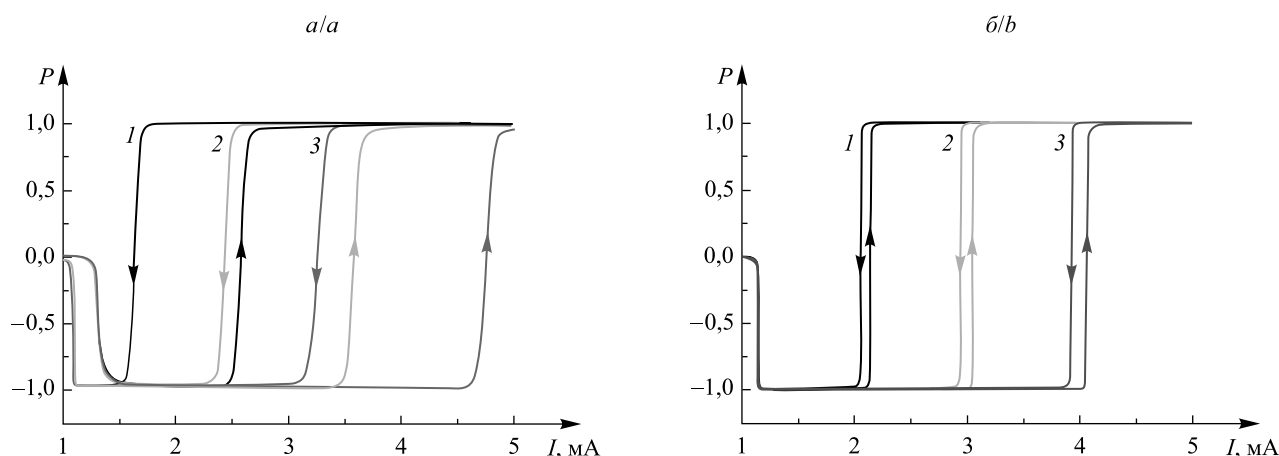


Рис. 2. Эволюция петли поляризационного гистерезиса при возбуждении треугольным импульсом с полупериодом T при изменении величины I_{ps} : $T = 10^{-7}$ с (а); $T = 10^{-5}$ с (б). $I_{ps} = 2$ мА (1), $I_{ps} = 3$ мА (2), $I_{ps} = 4$ мА (3) (а и б); $k_0 = 10^{-2}$

Fig. 2. Evolution of the polarization hysteresis loop excited by triangular pulses with the half-period T for varying values of I_{ps} : $T = 10^{-7}$ s (a); $T = 10^{-5}$ s (b). $I_{ps} = 2$ mA (1), $I_{ps} = 3$ mA (2), $I_{ps} = 4$ mA (3) (a and b); $k_0 = 10^{-2}$

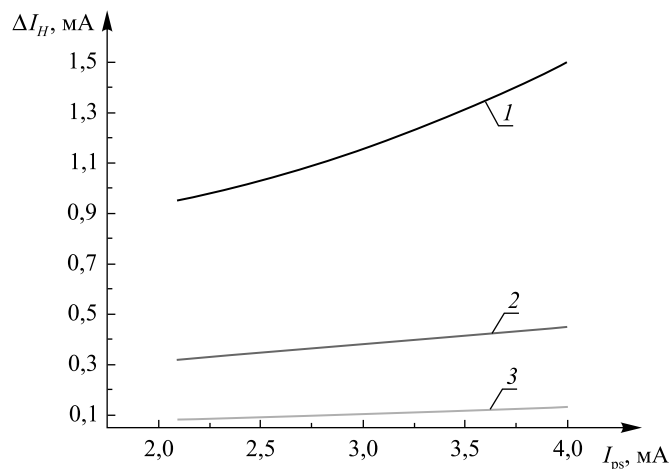


Рис. 3. Зависимость ширины петли ПБ ΔI_H от положения точки ПП I_{ps} для различных значений полупериода импульса T : $T = 10^{-7}$ с (1), $T = 10^{-6}$ с (2), $T = 10^{-5}$ с (3)

Fig. 3. The polarization hysteresis loop width ΔI_H as a function of the PS point position I_{ps} for different values of the half-period T : $T = 10^{-7}$ s (1), $T = 10^{-6}$ s (2), $T = 10^{-5}$ s (3)

ционарности выполняется достаточно хорошо для всего диапазона $T > 10^{-7}$ с. Однако процесс формирования поляризации выходного излучения в области ПП обладает гораздо большей инерционностью. В частности, согласно результатам [12] характеристическое время t_p достижения стационарного значения для $k_0 = 0,01$ составляет несколько сотен наносекунд. Это и приводит к увеличению смещения и наклона кривой $P(I)$ с увеличением скорости нарастания тока. Данный эффект достаточно хорошо наблюдается по зависимостям, приведенным на рис. 1 и 2.

Понятно, что сразу же возникает вопрос о характере изменения ПБ при изменении времени жизни фотона в резонаторе. Эта величина определяется полными потерями в резонаторе, т. е. его добротностью. С практической точки зрения добротность резонатора проще всего изменять за счет вариации коэффициентов отражения зеркал R . (Следует иметь в виду, что для VCSEL в качестве зеркал используются брэгговские отражатели, коэффициент отражения которых можно менять за счет изменения числа слоев. Будем считать коэффициенты отражения одинаковыми, хотя выпускаются VCSEL и с разными коэффициентами отражения.) Результаты численных расчетов, характерный пример которых приведен на рис. 4, полностью укладываются в рамки рассматриваемого механизма.

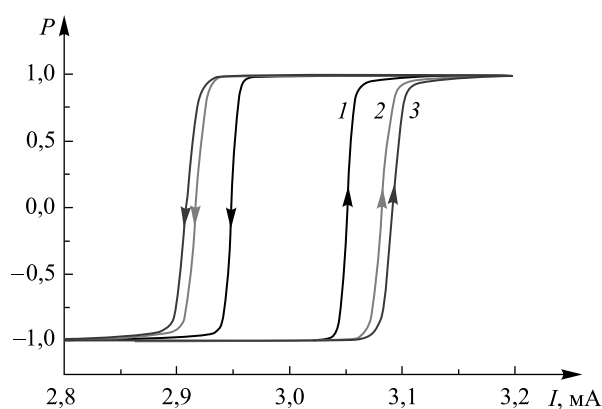


Рис. 4. Эволюция петли ПБ от величины I при различных значениях коэффициента отражения зеркал резонатора R :
 $T = 10^{-5}$ с; $R = 0,995$ (1), $R = 0,999$ (2),
 $R = 0,9995$ (3); $I_{ps} = 3$ мА

Fig. 4. Evolution of the polarization hysteresis loop versus I for different values of the resonator mirror reflectivity R :
 $T = 10^{-5}$ s; $R = 0.995$ (1), $R = 0.999$ (2),
 $R = 0.9995$ (3); $I_{ps} = 3$ mA

Действительно, рост параметра R ведет к увеличению времени жизни фотона, т. е. лазерная система становится более инерционной, что приводит к сдвигу и увеличению наклона кривой $P(I)$. В то же время этот эффект является нелинейным (вследствие логарифмической зависимости коэффициента внутренних потерь от коэффициента отражения R) и при $R > 0,999$ становится незначительным даже для $T = 10^{-7}$ с.

Заключение

Таким образом, согласно полученным результатам явление ПБ следует трактовать как результат внутренней инерционности процесса формирования поляризации выходного излучения в области ПП при последовательном изменении величины инжекционного тока, что приводит к сдвигу кривой $P(I)$ в область больших значений тока при его нарастании и, соответственно, меньших – при его спаде. При этом с ростом скорости изменения тока величина сдвига и угол наклона $P(I)$ возрастают.

При большой скорости изменения инжекционного тока происходят нелинейные искажения петли ПБ, однако, как показывают результаты моделирования, граница этих нелинейных искажений может быть сдвинута при увеличении значения тока ПП. Этот факт будет весьма полезным при разработке оптоэлектронных систем, использующих явление ПБ.

Важно также отметить, что и сама ПБ как явление, и поведение петли ПБ при вариации параметров лазерной системы и режимов ее работы полностью укладываются в рамки обобщенной модели формирования поляризованного излучения в VCSEL, развиваемой авторами [12].

Библиографические ссылки

1. Chen Y. C., Liu J. M. Polarization bistability in semiconductor lasers // *Appl. Phys. Lett.* 1985. Vol. 46, issue 1. P. 16–18. DOI: 10.1063/1.95834.
2. Chen Y. C., Liu J. M. Polarization bistability in semiconductor lasers: Rate equation analysis // *Appl. Phys. Lett.* 1987. Vol. 50, issue 20. P. 1406–1408. DOI: 10.1063/1.97835.
3. Klehr A., Barwolf A., Muller R., et al. Ultrafast polarization switching in ridge waveguide laser diodes // *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, № 18. P. 1680–1682.
4. Klehr A., Muller R., Voss M., et al. Gigahertz switching behavior of polarization-bistable InGaAsP/InP lasers under high-frequency current modulation // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, issue 7. P. 830–832. DOI: 10.1063/1.111028.
5. Kawaguchi H. Bistable laser diodes and their applications: state of art // *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.* 1997. Vol. 3, issue 5. P. 1254–1270. DOI: 10.1109/2944.658606.
6. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers // *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, № 2. P. 163–164.
7. Yu S. F. Theoretical analysis of polarization bistability in vertical cavity surface emitting semiconductor lasers // *J. Lightwave Technol.* 1997. Vol. 15, № 6. P. 1032–1041.
8. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing // *Adv. lasers.* New York : Springer, 2015. P. 1–17.
9. Paul J., Masoller C., Mandel P., et al. Experimental and theoretical study of dynamical hysteresis and scaling laws in the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers // *Phys. Rev. A.* 2008. Vol. 77, issue 4. Article ID: 043803. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.043803.
10. Quirce A., Perez P., Lin H., et al. Polarization switching region of optically injected long-wavelength VCSELs // *IEEE J. Quant. Electron.* 2014. Vol. 50, № 11. P. 921–928.
11. Virte M., Mirisola E., Sciamanna M., et al. Asymmetric dwell-time statistics of polarization chaos from free-running VCSEL // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, № 8. P. 1865–1867. DOI: 10.1364/OL.40.001865.
12. 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.
13. Coldren L. A., Corzine S. W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. New York : Wiley, 1995.
14. Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений // *Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика.* 2018. № 1. С. 51–57.
15. Jadan M., Burov L. I., Gorbatshevich A. S. Point model for describing the polarization parameters of a single-mode semiconductor laser // *J. Appl. Spectrosc.* 2012. Vol. 79, issue 4. P. 577–582. DOI: 10.1007/s10812-012-9642-y.
16. Panajotov K., Prati F. Polarization Dynamics of VCSELs, VCSELs // *Springer Ser. in Opt. Sci.* 2013. Vol. 166. P. 181–231.
17. Verschaffelt G., Panajotov K., Albert J., et al. Polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers: from experimental observations to applications // *Opto-Electron. Rev.* 2001. Vol. 9. P. 257–268.

References

1. Chen Y. C., Liu J. M. Polarization bistability in semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1985. Vol. 46, issue 1. P. 16–18. DOI: 10.1063/1.95834.
2. Chen Y. C., Liu J. M. Polarization bistability in semiconductor lasers: Rate equation analysis. *Appl. Phys. Lett.* 1987. Vol. 50, issue 20. P. 1406–1408. DOI: 10.1063/1.97835.
3. Klehr A., Barwolf A., Muller R., et al. Ultrafast polarization switching in ridge waveguide laser diodes. *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, No. 18. P. 1680–1682.
4. Klehr A., Muller R., Voss M., et al. Gigahertz switching behavior of polarization-bistable InGaAsP/InP lasers under high-frequency current modulation. *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, issue 7. P. 830–832. DOI: 10.1063/1.111028.
5. Kawaguchi H. Bistable laser diodes and their applications: state of art. *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.* 1997. Vol. 3, issue 5. P. 1254–1270. DOI: 10.1109/2944.658606.
6. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers. *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, No. 2. P. 163–164.
7. Yu S. F. Theoretical analysis of polarization bistability in vertical cavity surface emitting semiconductor lasers. *J. Lightwave Technol.* 1997. Vol. 15, No. 6. P. 1032–1041.
8. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing. In: *Adv. lasers.* New York : Springer, 2015. P. 1–17.
9. Paul J., Masoller C., Mandel P., et al. Experimental and theoretical study of dynamical hysteresis and scaling laws in the polarization switching of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Phys. Rev. A.* 2008. Vol. 77, issue 4. Article ID: 043803. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.043803.
10. Quirce A., Perez P., Lin H., et al. Polarization switching region of optically injected long-wavelength VCSELs. *IEEE J. Quant. Electron.* 2014. Vol. 50, No. 11. P. 921–928.
11. Virte M., Mirisola E., Sciamanna M., et al. Asymmetric dwell-time statistics of polarization chaos from free-running VCSEL. *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, No. 8. P. 1865–1867. DOI: 10.1364/OL.40.001865.
12. Burov L. I., Gorbatshevich A. S., Lobatshevich 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.).

13. Coldren L. A., Corzine S. W. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. New York : Wiley, 1995.
14. Burov L. I., Gorbatshevich A. S., Lobatsevich P. M. The effect of the orientational anisotropy of VCSEL parameters on the possibility to implement polarization switching. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 51–57 (in Russ.).
15. Jadan M., Burov L. I., Gorbatshevich A. S. Point model for describing the polarization parameters of a single-mode semiconductor laser. *J. Appl. Spectrosc.* 2012. Vol. 79, issue 4. P. 577–582. DOI: 10.1007/s10812-012-9642-y.
16. Panajotov K., Prati F. Polarization Dynamics of VCSELS, VCSELS. *Springer Ser. in Opt. Sci.* 2013. Vol. 166. P. 181–231.
17. Verschaffelt G., Panajotov K., Albert J., et al. Polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers: from experimental observations to applications. *Opto-Electron. Rev.* 2001. Vol. 9. P. 257–268.

Статья поступила в редакцию 23.02.2018.
Received by editorial board 23.02.2018.