

УДК 535.181

РАСЧЁТ ЭФФЕКТИВНОСТИ БИСТАБИЛЬНОГО ТОНКОПЛЁНОЧНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Е.В. Тимощенко¹, Ю.В. Юревич²¹Могилёвский государственный университет им. А.А. Кулешова²Могилёвский государственный университет продовольствия

ESTIMATION OF THE BISTABLE THIN-FILM REFLECTOR EFFICIENCY

E.V. Timoschenko¹, Yu.V. Yurevich²¹Mogilev State A. Kuleshov University²Mogilev State University of Food Technologies

Проведена расчётная оценка гистерезисных свойств отражения тонкого слоя на основе плотной резонансной среды на шкале мощности и линейной частотной отстройки внешнего сигнала. Определена роль подобного компактного резонансного отражателя в качестве модулятора добротности резонатора в лазерной схеме.

Ключевые слова: резонансное отражение, плотная резонансная среда, тонкие оптические плёнки, диполь-дипольное взаимодействие, квазирезонансная поляризация.

The analytical evaluation of the hysteresis reflection properties of a thin layer on the basis of a dense resonant medium on the power scale and the linear frequency detuning of the external signal is carried out. The role of such a resonant reflector as a Q-factor (compact modulator) of the resonator in the laser circuit is determined.

Keywords: resonant reflection, thin optical films, dense resonant medium, dipole-dipolar interaction, quasi-resonance polarization.

Введение

Из основных функциональных элементов устройств управления светом, широко востребованных в фотонике, нанооптике, опто- и микроэлектронике, особый интерес привлечён к планарным структурам из тонких плёнок, изготовленным на основе активных сред с нелинейностью в области оптического резонанса. Внедрение резонансных слоёв при высокой плотности образующих их активных центров в структуру схемы оптического устройства может без нарушения его компактности обусловить изменение реакции всей системы на излучение [1]. Свойствами плотных резонансных сред обладают исследуемые ныне полупроводниковые наноструктуры [2]. В этих объектах нелинейный отклик на когерентное излучение особо выражен в спектральной области, соответствующей экситонным переходам [3], [4]. В отражении света тонким слоем активной среды в условиях оптического резонанса может быть существенным дополнительный к френелеву отражению (преломлению) нелинейный компонент. Эту переменную составляющую отклика, выражаемую резонансной поверхностной поляризацией, именуют сверхизлучательной [5] именно ввиду того, что в условиях однородного поля в особо тонком слое высвечивание элементарных излучателей (атомов, ионов, экситонов), естественным образом, происходит сфазированно. Фазировка активных центров, образующих среду, в ходе их

высвечивания и составляет суть когерентного оптического эффекта сверхизлучения. В плотной резонансной среде динамическая роль сверхизлучательного компонента в нелинейном отклике возрастает из-за взаимного влияния ближних полей диполей, вызывающего сдвиг резонансной линии [6]. Существенным оказывается также смещение резонансной частоты из-за влияния поглощения в квазирезонансных переходах (в расчётных оценках его учитывают различием поляризуемости активных центров в основном и возбуждённом состояниях [7]).

В настоящей работе изучена зависимость от материальных параметров бистабильных свойств отражения планарной плёнки плотной резонансной среды с учётом возникающих по мере насыщения поглощения взаимосвязанных нелинейных фазовых эффектов.

1 Расчётные соотношения

В основу модели расчёта резонансного отражения плёнок нередко полагают приближение сверхтонкого слоя [8]. Этому подходу будем в дальнейшем придерживаться: длина волны внешнего и действующего в слое светового поля значительно меньше толщины плёнки, действующее на активные центры поле при этом условии однородно.

Бистабильность представляет собой особый эффект, крайнее выражение нелинейности отклика оптической системы, который проявляется в

возможности двух её стабильных состояний при одном и том же значении светового поля внешнего сигнала. В возникновении бистабильности, кроме нелинейности, нужна положительная обратная связь, поэтому кроме активной среды в схеме необходимо внешнее зеркало. Бистабильность в оптическом слое с резонансным откликом называют внутренней [6], поскольку её наблюдение возможно без зеркала. Обратная связь возникает за счёт действия взаимосвязанных нелинейных эффектов, следствия которых в определении стабильных состояний отражения или пропускания слоя могут усиливать или компенсировать друг друга. С бистабильностью связан оптический гистерезис, область которого на шкале уровня возбуждения обозначена резкими переключениями состояний.

Нелинейная реакция среды на плосковолновое однородное световое поле, выражаемая вероятностными переменными резонансной поляризованности $\rho(t)$ и разности населённостей $n(t)$, описывается квантовомеханическими уравнениями двухуровневой матрицы плотности. Образованная соотношениями для поля и материальными уравнениями согласованная динамическая модель взаимодействия при постоянном уровне возбуждения внешним полем $E_A(t) = E_0$ характеризуется равновесными состояниями. Количественно эти состояния определяются нелинейными соотношениями, связывающими стационарные значения переменных с уровнем возбуждения и материальными параметрами.

В работе [9] авторами получен конкретный вид этих соотношений для плотной резонансной среды, в пределах ширины спектральной линии и с учётом смещения частоты резонанса рассчитаны дисперсионные зависимости характеристик равновесных состояний. Расчёты обнаруживают возможность бистабильности равновесных состояний на шкалах зависимости от уровня возбуждения и частотной отстройки от резонанса. Соответственно, в области бистабильности можно ожидать гистерезисное переключение нелинейного пропускания или отражения слоя. В приведенных далее уточнённых расчётах аналогично выводам [7] рассматривается представление комплексной поверхностной поляризованности с учётом обобщённой двухуровневой схемы:

$$P(t) = Nl [\mu \rho(t) - 2\pi \Delta \alpha \epsilon_0 (1 - n(t)) (t)]. \quad (1.1)$$

Здесь $E(t)$ – квазистационарная амплитуда напряжённости действующего на активные центры светового поля, μ – средняя величина дипольного момента активных центров, $\Delta \alpha$ – разность их поляризуемостей в основном и возбуждённом состояниях, Nl – плотность центров (l – толщина слоя, которая считается значительно меньшей по отношению к длине волны). Обобщение схемы в форме (1.1) даёт возможность при определении

условий бистабильности равновесных состояний характеризовать взаимодействие эффектов насыщения поглощения и нелинейного сдвига резонансной частоты диполей ω_0 из-за влияния их ближних полей в присутствии дрейфа частоты действующего поля ω в сторону соседних с основным резонансов поглощения.

Аналогично работам [9], [10] формулируются следующие соотношения для нормированных величин уровня возбуждения $e_0 = \mu E_0 \sqrt{T_1 T_2} / \hbar$ (то есть, соответствующих интенсивности насыщения резонансного поглощения) и частотной отстройки $\Delta \omega = (\omega - \omega_0) T_2$, определяющих стационарную разность населённости n_s и амплитудный нелинейный коэффициент отражения слоя $r(n_s)$:

$$\begin{aligned} \frac{1 - n_s}{n_s} [1 + \beta^2 (1 - n_s)^2] &= \frac{e_0^2}{(1 + \kappa n_s)^2 + \Delta^2}, \\ \Delta &= \Delta \omega + \gamma \kappa n_s - \beta (1 - n_s), \\ r(n_s) &= r_0 + \frac{2 \kappa n_s}{(\eta + 1) [1 + \beta^2 (1 - n_s)^2]} \times \\ &\times \frac{1 + (1 + n_s) \Delta^2 + \kappa n_s}{(1 + \Delta^2 + \kappa n_s)^2 + (\kappa n_s \Delta)^2}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $\kappa = \mu^2 \omega T_2 N l / \hbar c \epsilon_0$ – параметр резонансной нелинейности поглощения приповерхностного слоя, которым также характеризуют его резонансный (в отсутствие насыщения) показатель поглощения; $\beta = 2\pi \Delta \alpha \epsilon_0 \hbar / \mu^2 T_2$ – параметр резонансной нелинейности рефракции, обусловленной влиянием квазирезонансной поляризации, T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной (фазовой) релаксации, γ – нормировочный коэффициент в локальной поправке Лоренца к действующему полю, пропорциональный отношению длины волны внешнего поля и толщины l , r_0 – френелев коэффициент отражения, определяемый η – нерезонансным показателем преломления слоя.

2 Расчёт гистерезисных характеристик резонансного отражения

Вычисления зависимости r от величины нормированной мощности e_0^2 (не имеющей размерности) на основе решений (1.2) удобно проводить параметрическим расчётом – значения вероятностной переменной n_s лежат в пределах (0, 1). На рисунке 2.1 приведены типичные бистабильные кривые зависимости: на фрагменте а) демонстрируется возникновение гистерезисного изгиба по мере изменения параметра κ , на фрагменте б) указано направление гистерезисных скачков («кинков») и обозначены характерные размеры гистерезисной петли. Гистерезис при бистабильной (неоднозначной) зависимости отражения от уровня мощности должен проявляться при циклическом изменении e_0^2 .

Изменение нормированной интенсивности возбуждения при расчёте характеристики $r(e_0^2)$ предполагалось адиабатическим, то есть e_0^2 изменялось настолько медленно, что в каждый момент времени ансамбль диполей, образующих тонкий слой, достигал равновесного (стационарного) состояния.

Расчёты показывают, что точки поворота гистерезисных зависимостей $r(e_0^2)$ и $n_s(e_0^2)$ на шкале уровня возбуждения совпадают. Поэтому положение точек поворота e_{0cr}^2 и e_{0m}^2 (рисунок 2.1, б) определяется элементарным анализом на экстремумы функции $e_0^2(n_s)$, выражаемой явно первым из соотношений (1.2). Может быть образовано соответствующее уравнение относительно n_s , и нетрудно показать, что величины экстремумов e_{0cr}^2 и e_{0m}^2 , а также критическое

значение $r_1 = r(e_{0cr}^2)$ и максимальное значение резонансного отражения $r = r(e_{0m}^2)$, определяются его неотрицательными корнями:

$$n_{s1,2} = \frac{A+B}{2} \pm \sqrt{\frac{(A-B)^2}{4} - B^2},$$

$$A = 0.5 - \frac{\kappa - CD}{\kappa^2 + C^2}, \quad (2.1)$$

$$B = \sqrt{\frac{1 + D^2}{\kappa^2 + C^2 - 2(\kappa - CD)}},$$

где $C = \kappa\gamma + \beta$, $D = \Delta\omega + \beta$.

Выражения (2.1) дают возможность расчётной оценки с применением соотношений (1.2) таких характеристик бистабильного отражения как пороговая мощность его проявления (e_{0cr}^2), относительная величина «кинка» отражения при гистерезисном переключении

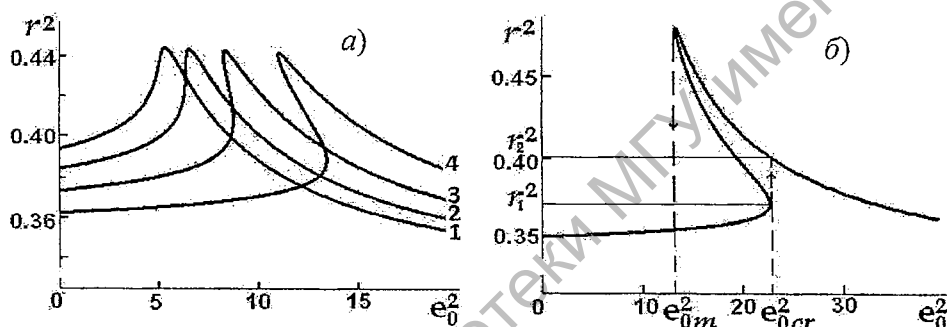


Рисунок 2.1 – Зависимость резонансного отражения от интенсивности (в относительных единицах): $\kappa = 1.3$ (кривая 1), 1.5 (2), 1.8 (3), 2.2 (4), $\Delta\omega = -0.5$ (а), $\kappa = 2.5$, $\Delta\omega = -1.0$ (б); $\beta = 0.25$, $\gamma = 3.17$

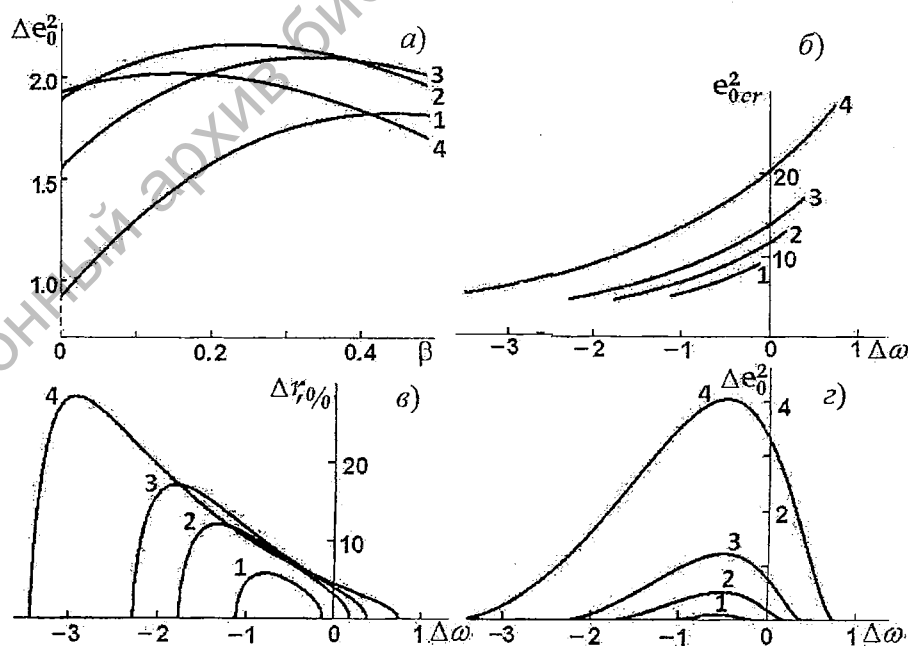


Рисунок 2.2 – Дисперсионные зависимости характеристик гистерезисного отражения тонкого слоя: $\kappa = 2.0$, $\Delta\omega = 0$ (кривая 1), -0.25 (2), -0.5 (3), -0.8 (4) (а); $\kappa = 1.6$ (1), 1.8 (2), 2.0 (3), 2.5 (4), $\beta = 0.25$ (б – д); $\gamma = 3.17$

$(\Delta r = (r_2 / r_1)^2 - 1)$, а также размер области гистерезиса на шкале мощности ($\Delta e_0^2 = e_{ocr}^2 - e_{om}^2$). Масштаб явлений примерно соответствует известным из литературы (например, по результатам работ [2]–[4]) параметрам слоёв полупроводниковых кванторазмерных структур при условии их субмикронной толщины. Этими значениями, в основном, определяется в модельных расчётах диапазон изменения коэффициентов (1.2), (2.1). Значения насыщающей мощности могут иметь порядок не менее 10^3 Вт/см² в диапазоне длин волн $\sim (1.25 \dots 1.30) \cdot 10^{-6}$ м.

Зависимости на рисунке 2.2, а) указывают на значимость эффекта, обусловленного автомодуляционным смещением частоты светового поля, – от его присутствия существенно зависит ширина гистерезиса.

Кривые на рисунке 2.2, б) характеризуют зависимость пороговой мощности от линейной отстройки частоты: проявление гистерезиса имеет более низкий порог по мощности на частотах, близких к центру резонансной линии поглощения, смещённому в длинноволновую область спектра из-за диполь-дипольного взаимодействия. В этой же области, судя по ходу кривых на рисунке 2.2, в), бóльшим оказывается гистерезисный скачок отражения. Гистерезис сильно зависит от показателя поглощения, хотя положение частоты, которой определяется оптимум ширины гистерезисной петли, от этого параметра зависит слабо (рисунок 2.2, г).

3 Резонансный отражатель в схеме обратной связи лазера

Гистерезисное переключение в схеме обратной связи генерирующего устройства способно без применения в его схеме внешних модулирующих элементов перевести лазерную систему в режим автоколебаний. Поэтому важным представляется анализ следствий бистабильности отражателя в качестве пассивного элемента в лазерах, способных излучать в переходных режимах. На начальном этапе свечения динамика когерентного излучения таких лазеров в силу особого сочетания релаксационных параметров среды и технических характеристик устройства определённо обладает осцилляторной структурой.

Приближённый анализ нелинейности, приводящей к бистабильности, для условий резонансного отражения в схеме обратной связи представляется удобным на основе системы кинетических уравнений лазера, аналогичной использованной, например, в [11]. В балансной модели, считающейся классической, рассматривается модель лазера, излучающего в нестационарном режиме, в усреднении поля вынужденного излучения и инверсии по длине активной среды [12]. Лазерная кинетика определяется балансом этих величин, характеризуемых разными временами релаксации. Рассматриваемая ниже

модифицированная динамическая модель характеризуется, однако, тремя степенями свободы: дополнительно учитывается скорость энергообмена поля генерации и активных центров в применяемом в качестве нелинейного отражателя тонком резонансно поглощающем слое (время τ нормировано по времени продольной релаксации основного перехода T_1 в двухуровневой схеме усиления):

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{1}{\tau_r} \left[y - 1 - \frac{1}{v} \ln \frac{1}{r_0 r(n)} \right] U, \quad \frac{dy}{d\tau} = \alpha - y(1 + U), \quad (3.1)$$

$$\frac{dn}{d\tau} = \frac{1-n}{\tau_1} - \frac{n}{1 + \beta^2(1-n)^2} \frac{\sigma U}{(1 + \kappa n)^2 + \Delta^2},$$

$$\Delta = \Delta_0 + \gamma \kappa n - \beta(1-n),$$

где U – мощность излучения, нормированная по интенсивности насыщения усиления; y – инверсная заселённость, нормированная по пороговому уровню инверсии v ; n – мгновенное значение разности населённостей в отражающем слое; определяемое насыщением и обратимостью, обусловленной спонтанными процессами, $r(n)$ – эффективный коэффициент отражения, его мгновенные значения определяются соответствующей зависимостью из схемы расчёта (1.2); τ_r – время жизни фотона в резонаторе (все временные и частотные параметры в соотношениях (1.2), используемые в системе (3.1), нормированы по времени T_1); α – уровень (скорость) накачки; σ – отношение сечений перехода в каналах резонансного поглощения и вынужденного излучения.

Физическая ситуация, описываемая нелинейной системой дифференциальных уравнений (3.1), соответствует лазеру с резонатором, одно из зеркал которого представляет собой нелинейный тонкоплёночный отражатель. В отклике его среды на излучение в отличие от работы [11] учтены конечность времени релаксации и обратимость разности населённостей, а также отличие вероятности вынужденного излучения в канале генерации. Дополнительная модуляция потерь в резонаторе в соответствии с традиционным подходом (согласно приёму, известному например, из [12]) определена логарифмическим компонентом в правой части уравнения для нормированной мощности. Уровень накачки в ходе генерации поддерживается неизменным.

Представляет интерес расчётная оценка не тривиальных равновесных состояний модели (3.1) в зависимости от уровня накачки. Соответствующие величины определяются из сингулярных пределов системы (3.1). В результате образуется система нелинейных алгебраических уравнений относительно стационарных значений U_s , y_s и n_s :

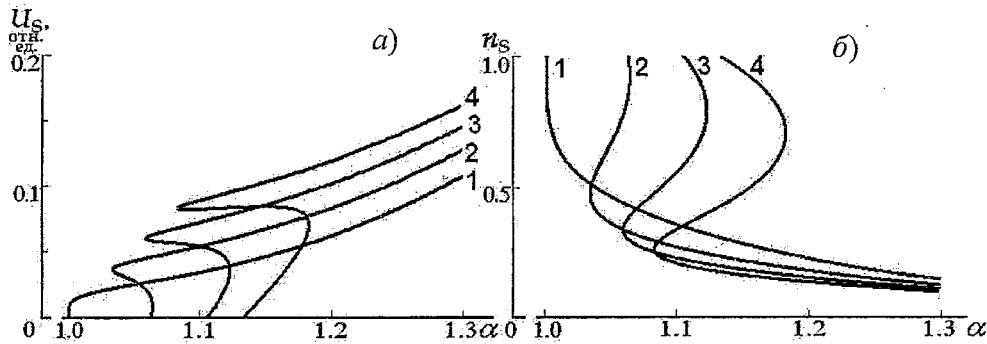


Рисунок 3.1 – Зависимость нормированной стационарной мощности (а, в относительных единицах) и стационарной разности населённостей (б) от уровня накачки:

$\kappa = 1.3$ (кривая 1), 1.5 (2), 1.8 (3), 2.2 (4), $\Delta\omega = -1.0$ (б);
 $\beta = 0.25$, $\gamma = 3.17$, $\sigma\tau_1 = 25$, $\eta = 3.6$, $\nu = 1.0$

$$\alpha = (1 + y_s)U_s,$$

$$y_s = 1 + \frac{1}{\nu} \ln \frac{1}{r_0 r(n_s)}, \quad (3.2)$$

$$U_s = \frac{1 - n_s}{\sigma n_s \tau_1} \left[1 + \beta^2 (1 - n_s)^2 \right] \left[(1 + \kappa n_s)^2 + \Delta^2 \right],$$

где стационарные зависимости отражения $r(n_s)$ и фазовой отстройки $\Delta(n_s)$ определяются выражениями схемы (1.2).

Уровень накачки α является постоянным в ходе излучения, но это тот параметр реальной схемы лазера, от которого зависят выходная мощность и временная развёртка генерации, в большинстве устройств его относительно просто можно перенастраивать, изменяя от одного включения до другого. Именно поэтому важен расчёт стационарных характеристик схемы от этого параметра. Кроме того, расчёт $U_s(\alpha)$ с применением соотношений (3.2) представляет в нормированной форме приближённую оценку зависимости стационарной мощности генерации лазера от уровня накачки (в усреднении переменных по длине резонатора).

Вычисление зависимостей $U_s(\alpha)$ и $n_s(\alpha)$ на основе (3.2) также несложно провести параметрически. Как заметно из вариантов рисунка 3.1, а), б), бистабильность (в данном случае характерный S-образный изгиб кривых) проявляется выше определённых пороговых значений ненасыщенного поглощения κ . Зависимости $U_s(\alpha)$ и $n_s(\alpha)$, в сущности, представляют собой сильно деформированный резонанс, ориентированный по вертикали (кривые 2–4). Области гистерезиса, которые можно различить аналогично тому, как это сделано на рисунке 2.1, б), на обеих зависимостях совпадают. Пороговый уровень α , необходимый для выхода системы в генерацию (обязательно $\alpha > 1$), с увеличением показателя поглощения κ должен нарастать. Из расчётов, приведенных на рисунке 3.1, а) следует, что лазер с резонансным отражателем представляет собой бистабильное устройство. В динамическом

аспекте это просто означает, что при определённом уровне накачки возможен скачок стационарной мощности. Резко падает разность населённости (рисунок 3.1, б, кривые 2–4), то есть крайне динамично просветляется отражатель – происходит переключение ветвей характеристик. При нарастании уровня накачки лазерная система находится на нижней ветви до тех пор, пока её стационарная мощность не достигнет критической точки, в которой происходит «бросок» на верхнюю ветвь. Эти обе ветви S-образной характеристики являются устойчивыми. Промежуточная ветвь (с «реверсом хода» зависимости) не проявляется в адиабатическом режиме – она неустойчива и способна внести вклад в динамику энергообмена среды и поля в импульсном режиме. Такой режим, как правило, и реализуется на переходном этапе развития вынужденного излучения в резонаторе. Известно, что динамическая система, обладающая подобным свойством гистерезисного переключения своего состояния при относительно плавном изменении переменных или уровня внешнего возбуждения, характеризуется внутренней неустойчивостью [2], [6], [11]. Оказывается возможным развитие автоколебательного процесса, то есть перехода к регулярным самоподдерживающимся пульсациям без применения особых, усложняющих схему и синхронизированных с накачкой внешних устройств.

Отметим, что точное определение условий достижения таких режимов в рамках качественного анализа поведения системы (3.1) в окрестности особых точек фазового пространства модели, выражаемых (3.2), а также численное моделирование динамики излучения, представляет отдельную задачу, к разрешению которой авторы намерены обратиться позже.

Заключение

Результатами работы показано, что резонансный отражатель на основе тонкого слоя плотной резонансной среды, благодаря своим

нелинейным свойствам, может представлять бистабильный переключатель в оптической динамической системе. Для материальных параметров полупроводниковых квантоворазмерных структур определена область его гистерезисных свойств. В условиях нелинейной фазовой перестройки поля и отклика среды отражателя размер гистерезисной петли в значительной мере определяется начальной частотной отстройкой излучения и центра линии поглощения. Использование подобного отражателя в качестве компактного модулятора добротности лазера (приблизённые расчётные оценки проведены для параметров инжекционных лазеров) даёт перспективу достижения практически интересного режима излучения в виде серии регулярных импульсов с относительно невысокой средней мощностью. Характеристиками режима в этом случае можно управлять только уровнем тока накачки, миниатюрность и надёжность устройства при этом, естественно, не нарушаются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Танин, Л.В. Резонансные, голографические и спекл-оптические исследования фазовых, диффузных и зеркальных объектов: автореф. дисс. на соиск. уч. степени доктора физ.-мат. наук: 01.04.05 / Минск, БГУ. – 2014. – 64 с.
2. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179, вып. 5. – С. 539–547.
3. *Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots* / P. Borri [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – P. 081306–(1–4).
4. Cavigli, L. Optical bistability and laserlike emission in a semiconductor microcavity / L. Cavigli, M. Gurioli // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71, № 3. – P. 035317.
5. Гадомский, О.Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадомский, Р.А. Власов. – Мн.: Навука і тэхніка, 1990. – 216 с.
6. Маликов, Р.Ф. Оптическая бистабильность и гистерезис тонкого слоя резонансных излучателей: взаимное влияние неоднородного уширения линии поглощения и локального поля Лоренца / Р.Ф. Маликов, В.А. Мальпшев // Опт. и спектр. – 2017. – Т. 122, № 6. – С. 1000–1009.
7. Апанасевич, П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П.А. Апанасевич. – Мн.: Навука і тэхніка, 1977. – 496 с.
8. Юдсон, В.И. Нелинейная резонансная оптика тонких плёнок: метод обратной задачи / В.И. Юдсон, В.И. Рупасов // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.
9. Тимощенко, Е.В. Резонансное отражение света тонким слоем плотной нелинейной среды / Е.В. Тимощенко, Ю.В. Юревич, В.А. Юревич // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, вып. 2. – С. 103–106.
10. Тимощенко, Е.В. Нелинейная восприимчивость тонкой плёнки плотной резонансной среды / Ю.В. Юревич, Е.В. Тимощенко // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 1 (22). – С. 27–31.
11. Борисов, В.И. Динамика излучения импульсного лазера с пассивным модулятором на основе тонкой плёнки резонансной среды / В.И. Борисов, Е.В. Тимощенко, Ю.В. Юревич // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2014. – Вып. 3 (48). – С. 120–126.
12. Ханин, Я.И. Основы динамики лазеров / Я.И. Ханин – М.: Наука, 1999. – 368 с.

Поступила в редакцию 08.07.19.