

ЛАЗЕРЫ

Структура аксиальных мод диодного лазера с внешним резонатором, содержащим объемную фазовую решетку

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, Г.Т.Микаелян, В.А.Панарин

На основе методики с использованием трансляционных матриц выполнен расчет комплексных частот аксиальных мод диодного лазера с внешним резонатором, содержащим фазовую решетку. Результаты расчета находятся в хорошем согласии с ранее полученными экспериментальными результатами. Предложенная методика позволяет прогнозируемым образом определять спектральное поведение лазерной генерации вблизи порога для сложного многозеркального резонатора с различным набором его параметров.

Ключевые слова: диодный лазер, внешний резонатор, трансляционные матрицы.

1. Введение

Хорошо известно, что наиболее эффективно управлять характеристиками излучения диодного лазера можно с помощью метода, в котором используется внешний резонатор. При этом собственный резонатор диода может как полностью устраняться путем нанесения просветляющего покрытия на выходную грань, так и сохраняться, если отражение от нее недостаточно мало. К настоящему времени существует большое число экспериментальных и теоретических работ (см., напр., [1–10]), посвященных диодным лазерам с внешним резонатором. Однако эти работы так или иначе используют приближения, характеризующие тот или иной частный случай, и поэтому не исчерпывают всего многообразия реальных ситуаций. Например, результаты работы [5], ставшей классической, корректны только для предельного случая, при котором коэффициент отражения внешнего зеркала стремится к нулю.

Особенно остро эта проблема возникает в связи с анализом структуры спектра мод диодных лазеров большой мощности [10]. Дело в том, что в этих лазерах возникает требование малости коэффициента отражения выходного зеркала, которым, как правило, является внешнее зеркало резонатора. Очевидно, что неограниченное уменьшение этого коэффициента рано или поздно влечет за собой потерю управляемости лазером. Чтобы ответить на вопрос, до какой степени целесообразно уменьшать коэффициент отражения выходного зеркала, необходим анализ собственных частот резонатора, в том числе и для случаев, в которых коэффициенты отражения собственной грани диода и внешнего спектрально-селективного зеркала соизмеримы. Экспериментальные результаты работы [10] затруднительно интерпретировать без теоретического анализа структуры мод сложного резонатора такого лазера.

В связи с этим нахождение собственных частот такого сложного комбинированного резонатора лазера и его добротности на этих частотах послужило целью настоящей работы. В некоторой степени настоящую работу можно рассматривать как теоретическое продолжение работы [10].

2. Эквивалентный резонатор

Условная схема рассматриваемого резонатора представлена на рис.1. Сложность анализа такого резонатора заключена в том, что его трудно выполнить в рамках обычного подхода для резонатора Фабри–Перо (ФП). Резонатор включает три разнородных оптических элемента, расположенных вдоль оптической оси z и отделенных друг от друга переходными областями. Корректный анализ такого резонатора требует использования разных приемов. Например, физической оптики для фазовой решетки и согласующей оптики, электродинамики СВЧ для анализа лазерного диода, в котором характерные размеры активной области соизмеримы или меньше длины волны. В этой связи целесообразно использовать физическую модель и приемы, которые позволят в рамках еди-

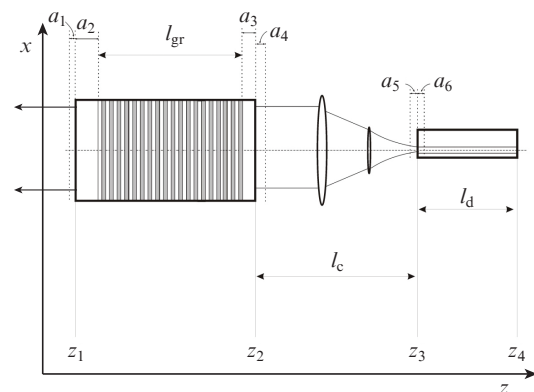


Рис.1. Схема диодного лазера с внешним резонатором, содержащим фазовую решетку. Объемные области: решетки $z_1 + a_1 < z < z_2 - a_3$, коллимирующей оптики $z_2 + a_4 < z < z_3 - a_5$, лазерного диода $z_3 + a_6 < z < z_4$. Переходные области: первая – область выходной грани решетки $z_1 - a_1 < z < z_1 + a_2$, вторая – входной грани решетки $z_2 - a_3 < z < z_2 + a_4$ и третья – область выходной грани диода $z_3 - a_5 < z < z_3 + a_6$.

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: drakinae@lebedev.ru

Г.Т.Микаелян, В.А.Панарин. ООО «НПП ИНЖЕКТ», Россия, 410033 Саратов, ул. Эмашевская, влад. 3А, офис № 1

Поступила в редакцию 25 апреля 2023 г., после доработки – 2 июня 2023 г.

ного подхода достичь цели и при этом избежать неадекватного результата.

Для этого вдоль оси разобьем резонатор на три объемные области: решетки $z_1 + a_2 < z < z_2 - a_3$, коллимирующей оптики $z_2 + a_4 < z < z_3 - a_5$ и лазерного диода $z_3 + a_6 < z < z_4$. Минимально возможные положительные $a_{2,3}$ выбраны так, что плоскости $z = z_1 + a_1$ и $z = z_2 - a_3$ проходят через максимальное значение пространственной вариации показателя преломления решетки. В каждой из областей распространение встречных волн происходит единообразно с амплитудами, описываемыми функциями одного типа. Между собой эти объемные области связаны достаточно «тонкими» переходными областями, в которых может происходить локальное отражение. Первая из них – это область выходной грани решетки $z_1 - a_1 \leq z < z_1 + a_2$, вторая – область входной грани решетки $z_2 - a_3 < z < z_2 + a_4$, третья переходная область – область выходной грани диода $z_3 - a_5 < z < z_3 + a_6$. Под знаменателями $a_{1,4,5,6} \rightarrow 0$ будем понимать бесконечно малые положительные величины.

Далее потребуются некоторые упрощения. Первое состоит в том, что мы не будем включать в анализ поперечную (вдоль оси y) структуру амплитуд волн, распространяющихся вдоль оси z . Это в какой-то мере может быть обосновано, если результаты рассматривать применительно к одной фундаментальной поперечной моде. Кроме того, мы используем особенность диодного лазера, при которой поперечный размер оптического пучка вдоль «медленной» оси y существенно больше, чем вдоль «быстрой» оси x . Это позволяет рассматривать амплитуды волн в скалярном приближении и для одной ТЕ поляризации как наиболее часто используемой.

Коллимирующая система внутри резонатора трансформирует выходящие из решетки в положительном направлении вдоль z волны с плоским волновым фронтом в пучок с поперечным распределением амплитуды, комплексно сопряженной с распределением волноводной моды диода, с коэффициентом согласования ξ_1 . В то же время выходящие из диода волны эта система преобразует в волны с плоским волновым фронтом с неким коэффициентом согласования ξ_2 . Система трансформирует поперечное распределение поля, а значит, изменяет амплитуды волн. Это обстоятельство необходимо учитывать посредством соответствующей нормировки (например, на единичный поток, задаваемый вектором Пойнтинга) функций, характеризующих поперечное распределение амплитуд волн, при нахождении $|\xi_{1,2}| < 1$.

Будем также считать, что область коллимирующей (согласующей) оптики $z_2 + a_4 < z < z_3 - a_5$ не дает отражения назад.

Если поверхности линз и дают некоторые отражения, то отраженные волны полностью покидают резонатор, не попадая в его пространственную моду. Эти волны вносят потери для моды резонатора (уменьшают $\xi_{1,2}$), но при этом не создают дополнительную «связь» для амплитуд встречных волн собственной моды. Поэтому все отражения волн внутри резонатора могут происходить только в переходных областях и внутри фазовой решетки.

Понятно, что любые два отражения обладают свойствами резонатора Фабри–Перо и могут давать свой вклад в добротность мод общего резонатора. Нетрудно видеть, что даже такой простой резонатор, как на рис.1, содержит 10 разных ФП-резонаторов. В этой связи для нахождения секулярного уравнения для собственных ча-

стот резонатора удобно использовать аппарат трансляционных матриц 2×2 для преобразования амплитуд пары встречных волн при переходе их через все области. Хорошо известно, что матрицы 2×2 в ряде случаев хорошо применимы для анализа решений линейного уравнения 2-го порядка, поскольку среди всех возможных решений существуют только два линейно не зависящих. Волновое уравнение относится к таким уравнениям, и матричный метод используется как один из классических методов для решения оптических задач [11].

Вначале рассмотрим, как изменяются амплитуды E_1 и E_2 – пары плоских волн одной частоты ω – при переходе их через произвольную область раздела $z = z_0 \pm \delta$ двух однородных сред, условно именуемых как 1 и 2 с показателями преломления n_1 слева и n_2 справа от области:

$$E_1 = \frac{1}{2} \{e^{-i\omega t} u_1(z) + \text{c.c.}\}, u_1 = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z} \text{ для } z < z_0 - \delta,$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \{e^{-i\omega t} u_2(z) + \text{c.c.}\}, u_2 = A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z} \text{ для } z > z_0 + \delta,$$

$$k_j = \omega n_j(\omega)/c, \quad j = 1, 2. \quad (1)$$

Сама область раздела может содержать произвольное количество слоев с различными показателями преломления, выполняя при этом роль просветляющего или отражающего покрытия. Важно, чтобы полная оптическая толщина слоев не была слишком велика, чтобы в дальнейшем не учитывать спектральную зависимость результирующего коэффициента отражения.

Единственное условие, необходимое для настоящего анализа – это отсутствие поглощающих слоев. Это условие и линейность волнового уравнения позволяют определить связь между A_1 и B_1 с одной стороны области раздела (слева) и A_2 и B_2 с другой (справа) в общем виде:

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{T} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрица \hat{T} является следствием условия, при котором функции $u_{1,2}^*(z)$ – комплексно сопряженные с $u_{1,2}(z)$ – являются единственным решением одного и того же волнового уравнения. Из теоремы Пойнтинга следует, что детерминант матрицы \hat{T} равен $\det(\hat{T}) = |\alpha^2| - |\beta^2| = n_1/n_2$. Таким образом, амплитуды волн с одной стороны области связаны с амплитудой волн с другой стороны только двумя независимыми комплексными коэффициентами α и β . Эти коэффициенты можно найти непосредственно путем решения волнового уравнения для конкретной структуры области раздела (показателей преломления и толщин слоев, входящих в область раздела). Для случая падения волны только с одной стороны их можно найти исходя из известных комплексных коэффициентов отражения $R = |R|e^{i\theta}$ и прохождения $T = |T|e^{i\delta}$. Например, если падение волны происходит слева ($B_2 = 0$), то

$$R = B_1/A_1 = -\beta^*/\alpha^*, \quad T = A_2/A_1 = n_1/(n_2\alpha^*). \quad (3)$$

Из этих равенств получим

$$\alpha = n_1/(n_2 T^*) = n_1 e^{i\delta}/(|T|n_2), \quad (4)$$

$$\beta = -|R|n_1 e^{i(\delta-\theta)}/(n_2 |T|). \quad (5)$$

Таким образом, преобразования амплитуд встречных волн при переходе области раздела с номером j будут описываться матрицей \hat{T}_j , которая с учетом (4), (5) примет вид

$$\hat{T}_j = \sqrt{\frac{n_{jl}}{n_{jr}(1-|R_j|^2)}} \begin{pmatrix} e^{i\delta_j} & -|R_j|e^{i(\delta_j-\theta_j)} \\ -|R_j|e^{-i(\delta_j-\theta_j)} & e^{-i\delta_j} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где n_{jl} , n_{jr} – показатели преломления слева и справа области раздела j соответственно (положительное направление оси направлено слева направо). Значение δ_j можно интерпретировать как фазовый набег при прохождении волны через область раздела, а величину θ_j – как сдвиг фазы при отражении. Далее будем использовать матрицы \hat{T}_j для преобразования амплитуд волн при их переходе через области раздела с номером j .

Что касается объемной области j_{gr} , содержащей фазовую решетку, то для определения трансляционной матрицы \hat{T}_{gr} необходимо прямое решение волнового уравнения для периодической структуры с показателем преломления $n(\omega, z)$ в виде

$$n(\omega, z) = n_0 + \Delta n \cos(2k_0 z) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial n}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (7)$$

где $k_0 = \pi/d = \omega_0 n_0/c$, d – период решетки.

Такая задача известна и решалась в большом числе работ, в том числе и матричным способом, для различных физических моделей, линейные уравнения для которых содержали периодическую зависимость от одной переменной, например координаты или времени (решения уравнения Матве).

Опуская промежуточные громоздкие, но не сложные вычисления, запишем выражение для d_{11} и d_{12} – элементов трансляционной матрицы \hat{T}_{gr} , которая определяет коэффициент отражения решетки $R_{gr} = d_{12}/d_{11}^*$:

$$\begin{cases} d_{11} = \text{ch}(\chi\sqrt{1-\Omega^2}) + i\Omega \text{sh}(\chi\sqrt{1-\Omega^2})/\sqrt{1-\Omega^2}, \\ d_{12} = i \text{sh}(\chi\sqrt{1-\Omega^2})/\sqrt{1-\Omega^2} \end{cases} \quad (8a)$$

для $|\Omega| \leq 1$,

$$\begin{cases} d_{11} = \cos(\chi\sqrt{\Omega^2-1}) + i\Omega \sin(\chi\sqrt{\Omega^2-1})/\sqrt{\Omega^2-1}, \\ d_{12} = i \sin(\chi\sqrt{\Omega^2-1})/\sqrt{\Omega^2-1} \end{cases} \quad (8b)$$

для $|\Omega| \geq 1$.

Здесь использованы следующие обозначения: $\chi = \pi \Delta n l_{gr}/\lambda_0$; l_{gr} – длина решетки; $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ – длина волны в вакууме для брэгговского резонанса; $\Omega = (\omega - \omega_0)/\Omega_0$ – безразмерная отстройка частоты относительно частоты брэгговского резонанса ω_0 ; $\Omega_0 = \omega_0 \Delta n / 2n_{gr}$ – половина спектральной ширины брэгговского резонанса;

$$n_{gr} = n(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{\partial n_0}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0}$$

– групповой показатель преломления материала решетки.

Для амплитуды поля E_{gr} в этой области будем иметь выражения

$$E_{gr} = \frac{1}{2} \{ e^{-i\omega t} u_{gr}(z) + \text{c.c.} \}, \quad u_{gr} = A(z) e^{ik_0 z} + B(z) e^{-ik_0 z}. \quad (9)$$

Конечно, все эти формулы строго справедливы только для плоских волн. Однако для пучков с близким к плоскому волновым фронтом и, следовательно, с ограниченной угловой апертурой можно надеяться, что ошибки скажутся только на несущественных числовых поправках для элементов матриц.

Матрицу \hat{T}_c для коллимирующей системы с учетом наших приближений аппроксимируем выражением

$$\hat{T}_c = \begin{pmatrix} \xi_1 e^{i\varphi_c} & 0 \\ 0 & \xi_2^{-1} e^{-i\varphi_c} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Значение φ_c определяет фазовый набег волны при ее переходе от решетки до лазерного диода:

$$\varphi_c = \varphi_0 + (\omega - \omega_0) l_c(\omega)/c, \quad l_c(\omega) \simeq \int_{z_2}^{z_3} n_c(\omega) dz,$$

где n_c – групповой показатель преломления на оси коллимирующей системы. Согласно принципу Мопертюи, за численное значение $l_c(\omega)$ можно принять значение осевой оптической длины l_c от поверхности фазовой решетки до поверхности диода. В качестве φ_0 для удобства выберем значение $\varphi_0 = \pi m_c$, где m_c – целое число.

Таким образом, зная все матрицы преобразования, мы можем представить амплитуды встречных волн A_5 и B_5 в плоскости $z = z_3 + a_6$ в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} = \hat{T}_{ext} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где $A_0 = 0$, поскольку извне отсутствует поток излучения, B_0 для удобства нормировано на единицу.

Матрица преобразования \hat{T}_{ext} встречных волн внешними элементами резонатора приобретет вид

$$\hat{T}_{ext} = T_3 \times \hat{T}_c \times \hat{T}_2 \times \hat{T}_{gr} \times \hat{T}_1. \quad (11)$$

Отношение амплитуд встречных волн A_5/B_5 правомерно интерпретировать как некий комплексный коэффициент отражения $R_{ext}(\omega) = A_5/B_5$ от эквивалентного внешнего зеркала, образованного всеми внешними элементами резонатора и собственной выходной гранью диода.

Таким образом, в рамках принятых приближений система трансляционных матриц позволяет анализировать резонатор на рис.1 как эквивалентный резонатор ФП. Одно из двух зеркал этого резонатора имеет коэффициент отражения $R_{ext}(\omega)$, а другое R_4 , с протяженной средой между ними длиной l_d , с показателем преломления n_d , групповым показателем преломления n_{dgr} и коэффициентом усиления $g(\omega)$.

3. Продольные моды резонатора

Пороговое условие и уравнения для нахождения частот продольных мод ФП-резонатора диодного лазера хорошо известны из граничных условий. Для нашего случая они записываются в виде

$$R_{\text{ext}}(\omega) R_4 \exp\{[2i\omega n_d(\omega)/c + g(\omega)]l_d\} = 1. \quad (12)$$

Уравнение распадается на два. Одно для модуля, которое приводит к пороговому условию для накачки:

$$\rho = |R_{\text{ext}}(\omega) R_4 \exp(g(\omega)l_d)| = 1, \quad (13)$$

другое для аргумента (фазы), которое определяет частоты ω_m :

$$\psi = \arg(R_{\text{ext}}(\omega_m) R_4) + 2\omega_m n_d(\omega_m)l_d/c = 2\pi m. \quad (14)$$

Для выражения $\omega_m n_d(\omega_m)l_d/c$ запишем

$$\omega_m n_d(\omega_m)l_d/c = \varphi_0 + \delta\varphi_d + (\omega_m - \omega_0)l_d n_{d\text{gr}}(\omega_0)/c.$$

Для фазового набега φ_0 для волны с частотой ω_0 будем считать, что $\varphi_0 = \pi n_d$, где $0 < \delta\varphi_d < \pi$ – варьируемое значение фазы за счет изменения показателя преломления из-за внешних условий (например, температуры).

Далее, усиление $g(\omega)$ представим в нормированном виде:

$$g(\omega) = \eta g_{\text{th}}(\omega) f_g(\omega) / f_g(\omega_0),$$

где

$$f_g(\omega) = \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_g}{\delta\omega_g}\right)^2\right\}$$

– форм-фактор линии усиления, который в расчетах будем аппроксимировать гауссовой кривой; $\eta = J/J_{\text{th}} < 1$ – коэффициент, характеризующий ток накачки J ; J_{th} – пороговый ток; ω_g – частота максимума линии усиления; $\delta\omega_g$ – эффективная ширина линии усиления.

Уравнение (14) имеет множество решений для частот мод, различающихся порядковым номером m . Очевидно, что для того чтобы лазерная генерация имела место на лазерной частоте ω_L , для этой частоты должно выполняться и второе уравнение (13). Это возможно путем соответствующего изменения g до значения g_{th} за счет изменения тока накачки.

Из уравнения (13) следует, что

$$g_{\text{th}} = -(l_d)^{-1} \ln(|R_{\text{ext}}(\omega_L) R_4|), \quad (15)$$

а уравнение (14) переходит в уравнение

$$\psi_{\text{ext}} = \arg(R_{\text{ext}}(\omega_L) R_4) + 2\omega_L n_{d\text{gr}}(\omega_L)l_d/c = 2\pi m_0. \quad (16)$$

Таким образом, ток накачки, при котором выполнено уравнение (13), является пороговым током для моды с индексом m_0 и с частотой ω_L . Однако для того чтобы лазерная генерация на этой частоте была устойчивой, пороговые условия для мод с другими частотами $\omega_m \neq \omega_L$ не должны выполняться, т. е.

$$\rho_m = |R_{\text{ext}}(\omega_m) R_4 \exp(g(\omega_m)l_d)| < 1. \quad (17)$$

Это выражение означает, что для всех других мод потери больше, чем усиление, и генерация на этих частотах не возможна.

Нахождение порогового тока J_{th} и процедура вычисления комплексных частот ω_m несколько осложняются из-за связи между изменениями g и $n_{d\text{gr}}$ при изменении N – концентрации носителей (тока накачки). Количественно она выражается так называемым коэффициентом амплитудно-фазовой связи R . При достаточно высоком его значении эта связь может приводить к бистабильности порогового тока и частоты генерации, как это было показано ранее в работе [7]. Однако анализ этого эффекта выходит за рамки настоящей работы, поэтому мы его исключим за счет соответствующей коррекции $n_{d\text{gr}}$ на пороге инверсии.

Для количественной характеристики устойчивости одночастотной лазерной генерации удобно использовать параметр затухания амплитуды поля подпороговых мод на частотах ω_m . Для этого используем прием, изложенный в [12]. Он позволяет анализировать уравнения типа (12)–(14) как функции ω не только на ее действительной оси, но на всей комплексной плоскости. При этом обратное значение $1/\omega_m^*$ – мнимой части комплексной $\tilde{\omega}_m = \omega_m - i\omega_m^*$ – приобретает физический смысл времени затухания амплитуды моды, которая находится в подпороговом режиме, $\tau_m \approx 1/\omega_m^*$. Переходя в комплексную плоскость, формально мы можем рассматривать уравнение (12) как равенство для комплексных частот $\tilde{\omega}_m$. Мнимую часть ω_m^* – поправку к предварительно найденной реальной частоте ω_m – найдем из разложения левой части уравнения (12) в ряд Тейлора в точке ω_m на действительной оси. Поскольку производная аналитической функции не зависит от направления в комплексной плоскости, то производную можно взять вдоль действительной оси, а $\Delta\omega_m = \tilde{\omega}_m - \omega_m$ найдется как

$$\Delta\omega_m = \delta\omega_m + i\omega_m^* = (1 - \rho_m) \times \left\{ \frac{\partial\rho_m}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_m} + i\rho_m \frac{\partial\psi_m}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_m} \right\}^{-1}. \quad (18)$$

Значение $\delta\omega_m$ – поправка к собственной частоте m -й моды, стремящаяся к нулю для $\rho_m \rightarrow 1$, а производную

$$\frac{\partial\psi_m}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_m}$$

можно интерпретировать как значение, которое пропорционально добавке l_m^{ext} к оптической длине диода, создаваемой внешней частью резонатора:

$$l_m^{\text{eff}} = l_d n_{d\text{gr}} + l_m^{\text{ext}}, \quad l_m^{\text{ext}} \approx \frac{c}{2} \frac{\partial\{\arg[R(\omega) R_4]\}}{\partial\omega} \Big|_{\omega=\omega_m}.$$

Здесь l_m^{eff} – эффективная длина общего резонатора для m -й моды. Заметим, что значение l_m^{ext} автоматически формируется всеми возможными резонаторами внешней части в зависимости от их геометрических размеров и соответствующих коэффициентов отражения.

Найденные значения ω_m^* позволяют определить добротность рассмотренного резонатора для m -й моды как

$$Q_m = \omega_m / 2\omega_m^*.$$

4. Моделирование спектра усиленного спонтанного излучения

Хорошо известно, что наиболее наглядно структуру продольных мод резонатора диодного лазера представляет спектр усиленного спонтанного излучения. В этом отношении диодный лазер резко отличается от подавляющего числа лазеров другого типа. Как правило, эффективный объем, занимаемый модой резонатора диодного лазера, на несколько порядков меньше, чем соответствующее значение для других типов лазеров. Такое же соотношение присутствует и для времени спонтанного перехода. Все это вместе приводит к тому, что зачастую при увеличении тока накачки трудно определить по спектру переход от усиленного спонтанного излучения в режим лазерной генерации. С другой стороны, это дает благоприятную возможность наблюдать структуру мод резонатора и измерять его собственные частоты, регистрируя усиленное спонтанное излучение в допороговом режиме, что, как правило, затруднено для других типов лазеров. Поэтому для наглядности сравнения результатов расчета с экспериментом далее представлены результаты численного моделирования спектра излучения для тока накачки $J < J_{th}$.

Что касается спектра лазерной генерации при токе $J > J_{th}$, ее анализ выходит за рамки настоящей работы. Будем считать, что лазерная генерация насыщает усиление на пороговом значении, поэтому в пренебрежении нелинейными процессами спектр излучения стабилизируется на пороговом уровне накачки. Во всяком случае, это справедливо для частот, достаточно удаленных (от частоты ω_L), и при не слишком большом превышении током накачки J порогового значения J_{th} .

Расчет спектра $S(\omega)$ усиленного спонтанного излучения выполним в рамках динамической модели системы гармонических осцилляторов с найденными выше резонансными комплексными частотами $\tilde{\omega}_m$, на которые действует вынуждающая гармоническая «сила». Следуя анализу для гармонического осциллятора [13], можно показать, что $s_m(\omega)$ – спектральная плотность потери энергии моды внутри резонатора в единицу времени и при токе накачки J – найдется как

$$s_m(\omega) \approx s_m^0 \frac{\omega_m^*}{(\omega - \omega_m)^2 + (\omega_m^*)^2}, \quad s_m^0 \approx V_{pn} J \tilde{\eta} / N, \quad (19)$$

$$J = J_{tr} + p(J_m - J_{tr}), \quad 0 \leq p < 1.$$

Здесь s_m – мощность спонтанного излучения в одной моде поля; V_{pn} – напряжение на переходе; J_{tr} – ток прозрачности; p – безразмерный параметр, характеризующий накачку; $\tilde{\eta}$ – доля спонтанного излучения, попадающего в волновод, и N – число продольных мод в спектральной ширине линии спонтанного излучения.

Полная спектральная плотность вышедшего из резонатора усиленного спонтанного излучения найдется как суммарное значение от всех осцилляторов в виде

$$S(\omega) \approx \sum_m s_m \frac{f_{sp}(\omega) T_{eff}(\omega) \omega_m^*}{(\omega - \omega_m)^2 + (\omega_m^*)^2}, \quad (20)$$

где

$$f_{sp}(\omega) = \exp \left\{ - \left(\frac{\omega - \omega_{sp}}{\delta \omega_{sp}} \right)^2 \right\}$$

– форм-фактор линии спонтанного излучения, который аппроксимируем гауссовой кривой; ω_{sp} – частота максимума линии спонтанного излучения; $\delta \omega_{sp}$ – эффективная ширина линии спонтанного излучения; $T_{eff}(\omega)$ – эффективный коэффициент (по интенсивности) пропускания решетки с учетом углового спектра выходного пучка.

5. Результаты численного счета и их обсуждение

На рис.2 показаны результаты расчета модуля коэффициента отражения $|R_{gr}|$ и его аргумента ψ_{gr} (фазового сдвига), а также спектры спонтанного излучения $S(\Delta\omega)$ как функция $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – расстройки частоты ω относительно частоты брэгговского резонанса ω_0 для трех значений Δn – амплитуды модуляции показателя преломления решетки. Расчет выполнен для внешнего резонатора, в котором коэффициенты отражения $R_{1,2,3} = 0$. Другие параметры резонатора, используемые в настоящей работе, имеют следующие значения: $l_{gr} = 0.6$ см, $l_c = 0.55$ см, $l_d = 0.15$ см, $n_0 = 3.5$, $n_{dgr} = 4.13$, $n_{gr} = 1.5$, $\xi_1 = 0.3$, $\xi_2 = 0.6$, $\delta_{1,2,3} = 0$, $\delta \omega_g = 2000$ ГГц, $\Delta \omega_g = \omega_g - \omega_0 = 700$ ГГц, $\delta \omega_{sp} = 2000$ ГГц, $T_{eff}(\omega) \approx |1 - \xi_2 R_{gr}(\omega)|^2$, $\Delta \omega_{sp} = \omega_{sp} - \omega_0$, $R_4 = 1$. Резонатор состоит только из двух зеркал, одно из которых «глухое» ($R_4 = 1$), а другое – фазовая решетка (выходное зеркало). Это наиболее простой вариант резонатора. На этом примере наглядно видно, что эффективность решетки и ее спектральная селективность – взаимно противоречивые параметры. Высокая эффективность решетки ($\Delta n = 2 \times 10^{-4}$) влечет за собой низкую спектральную селективность за счет уплощения кривой отражения вблизи ее максимума. Это наглядно видно из спектров излучения для токов I , равных I_{tr} – порогу прозрачности на частоте ω_0 , и для тока $p = 0.9$ (на $\sim 10\%$ ниже порогового). Качественно о добротности мод можно судить по интенсивности спектральных пиков и их ширине. Можно также заметить, что частотное расстояние между ближайшими модами существенно различается в разных участках спектра. Особенно сильно это проявляется на краю брэгговского резонанса. Это следствие вклада спектрально-нелинейной добавки ψ_{gr} к фазе волн для мод.

Структуру мод для более сложного резонатора иллюстрирует рис.3. Этот резонатор имеет те же параметры, что и предыдущий, за исключением того, что входная грань решетки имеет отражение $R_2 = 0.05$, а выходная грань диода $R_3 = 0.15$. Поскольку теперь лазерный диод имеет собственный резонатор, то два верхние спектра даны как панорамные для широкого спектрального диапазона. Спектр на рис.3,а представлен в основном модами диодного резонатора. Из-за того что спектральный максимум усиления диода и максимум спонтанного излучения сдвинуты в коротковолновую сторону относительно частоты ω_0 , интенсивность мод диодного резонатора максимальна вблизи этого спектрального максимума усиления. Модуляция огибающей интенсивности этих мод с частотным периодом ~ 214 ГГц – результат взаимодействия двух резонаторов ФП, образованных отражениями R_2 , R_3 и диодным резонатором R_3 , R_4 с близкими значениями оптических длин $l_c = 0.55$ и $l_d n_0 = 0.525$ см. Такое взаимодействие резонаторов выглядит как «биение»

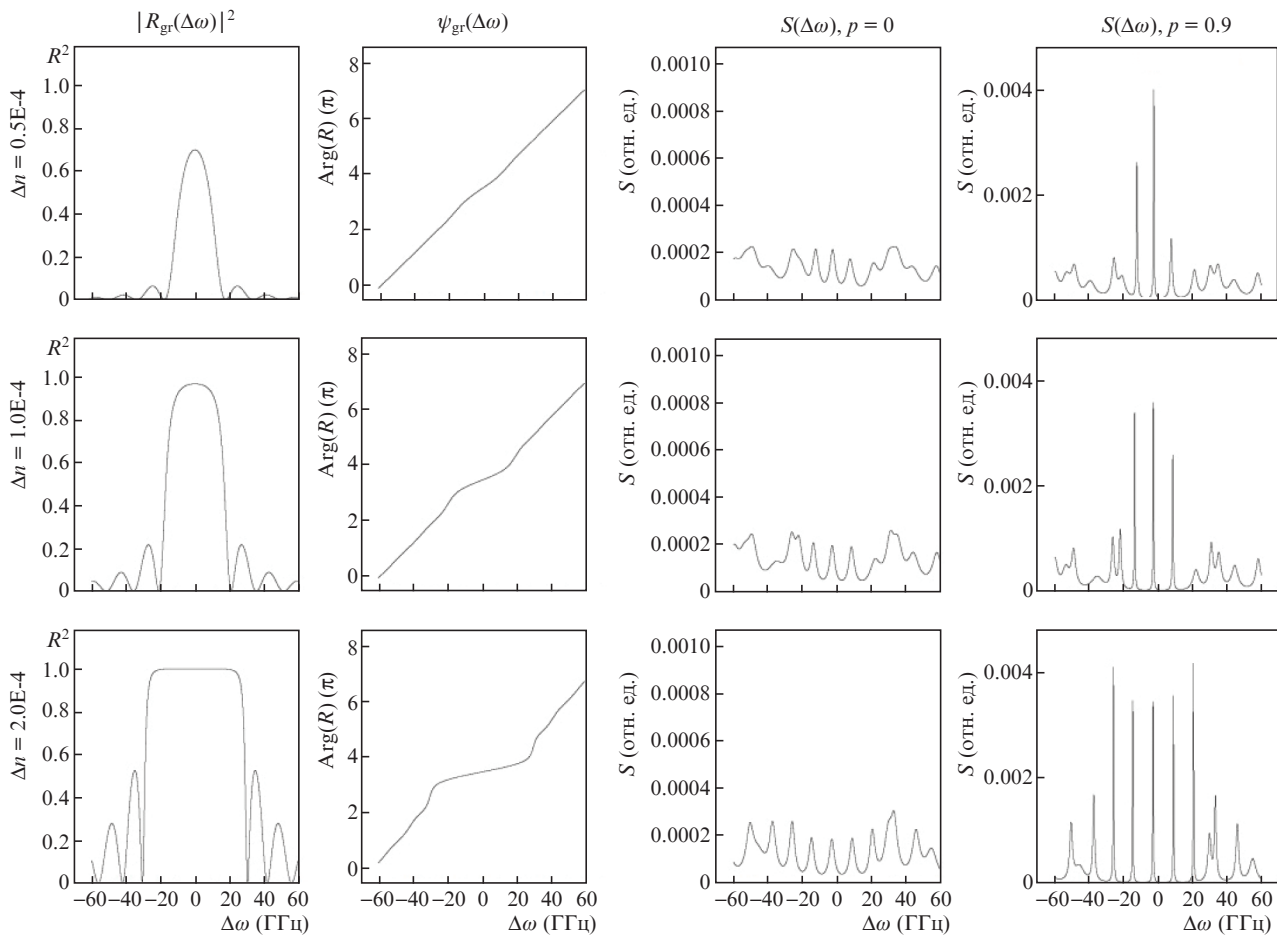


Рис.2. Спектральные зависимости коэффициента отражения $|R_{gr}|^2$ (по интенсивности) и фазового сдвига решетки ψ_{gr} для различных значений амплитуды модуляции показателя преломления в решетке Δl , а также соответствующие спектры усиленного спонтанного излучения S для простого двухзеркального резонатора ФП и различных накачек – значений тока p в относительных (к порогу) величинах.

близких частот межмодовых расстояний двух резонаторов. Ранее, в [14], это свойство спектрального поведения огибающей мод двух резонаторов было использовано в эксперименте по измерению коэффициента зависимости показателя преломления от концентрации носителей. Особенность такого поведения состоит в том, что скорость частотного движения огибающей увеличивается по сравнению со скоростью движения моды с множителем, равным отношению периода огибающей к межмодовому расстоянию, и может достиг порядка величины (~ 9 раз в нашем случае).

Что касается мод на частотах в окрестности частоты ω_0 , то усиление для них отсутствует, т.к. ток накачки $J = J_{tr}$ близок к порогу прозрачности на этих частотах. Более того, в спектральной окрестности ω_0 имеет место некоторый «провал» в интенсивности спонтанного излучения. Это результат действия решетки как дополнительного спектрального фильтра, ослабляющего спонтанное излучение лазерного диода с коэффициентом T_{ef} .

При увеличении тока $J > J_{tr}$ растет усиление и в окрестности частоты ω_0 . Добротность комбинированного резонатора на частоте становится больше добротности мод на других частотах за счет дополнительного отражения от решетки. Поэтому рост усиленного спонтанного излучения в окрестности ω_0 происходит быстрее, чем на всех других частотах. Такое поведение спектра демонстрирует рис.3.б.

Из рис.3.б можно видеть, что при дальнейшем приближении тока к порогу лазерной генерации J_{th} в спектре остается только одна доминирующая мода в области брэгговского резонанса. Таким образом, не смотря на отстройку максимума усиления относительно ω_0 , одночастотный режим лазерной генерации будет иметь место только в области брэгговского резонанса. Хотя численные результаты получены в допороговом режиме работы лазера, тем не менее можно утверждать, что одночастотный режим генерации сохранится и в лазерном режиме, если разница в значениях мнимой части частот для других мод достаточно велика. Спектры, представленные на рис.3, находятся в хорошем согласии с соответствующими экспериментальными результатами (см. рис.3 в работе [10]). Некоторое количественное расхождение может быть отнесено за счет действия аппаратной функции спектрометра.

Движения частот $\Omega_m = \omega_m - \omega_0$ для трех мод, которые попадают в спектральный контур селективности решетки в окрестности ω_0 , при изменении оптической длины диодного резонатора $l_{d,gr} = n_{gr}l_d$, приводящем к изменению фазы $0 \leq \delta\varphi_d \leq \pi$, демонстрирует рис.4. Изменение оптической длины может иметь место, например, при изменении температуры за счет температурной зависимости показателя преломления и т.д.

В любом случае такое движение частот мод является характеристикой устойчивости спектра излучения лазера

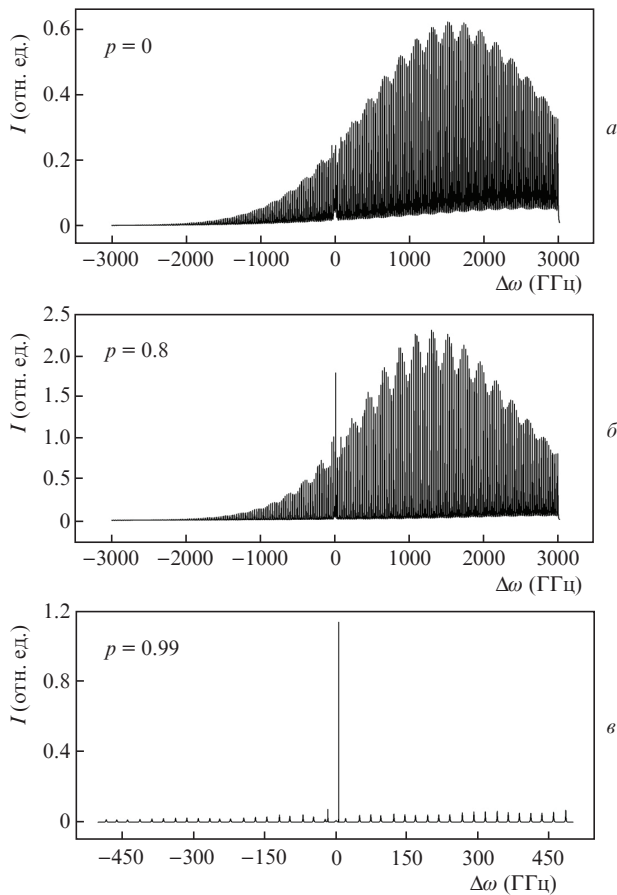


Рис.3. Спектры усиленного спонтанного излучения для комбинированного четырехзеркального резонатора и различных накачек (усиления).

по отношению к внешним воздействиям на резонатор. В наиболее простом случае ($R_{2,3} = 0$, рис.4,а) наряду с плавным изменением частоты можно видеть вполне ожидаемый «перескок» – скачкообразное изменение добротности моды с переносом максимального значения добротности на соседнюю моду, расположенную на частотном расстоянии ~ 11 ГГц – межмодовом расстоянии для внешнего резонатора. В режиме лазерной генерации такой «перескок» соответствовал бы переключению частоты лазерной генерации при выходе ее за границу селективности решетки.

В более сложном резонаторе (наличие отражений $R_{2,3} \neq 0$, рис.4,б) можно видеть, что подобный «перескок» может происходить с изменением частоты, существенно большим, чем на рис.4,а. В данном случае он соответствует межмодовому расстоянию диодного резонатора. Также можно заметить, что интервал «перескока» – диапазон значений $\delta\varphi_d$, – в котором сохраняется измененное состояние добротности, существенно меньше, чем в случае простого двухзеркального резонатора (рис.4,а). Это результат увеличенной скорости спектрального смещения огибающей для добротности мод двухзеркального резонатора с близкими оптическими длинами, о чем было упомянуто выше. Таким образом, наличие даже достаточно слабого дополнительного отражения (0.25% по интенсивности) может качественно повлиять на структуру мод. Она становится гораздо более сложной по сравнению с системой мод простого резонатора ФП.

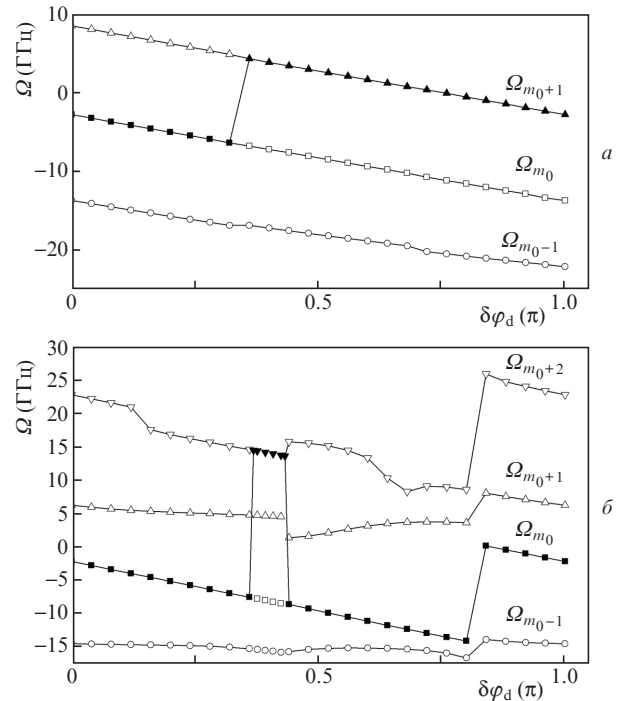


Рис.4. Зависимости собственных частот Ω_m для нескольких мод двухзеркального резонатора ФП ($R_{1,2,3} = 0$) (а) и комбинированного четырехзеркального резонатора ($R_2 = 0.05, R_3 = 0.15$) (б) от девиации фазового набега $\delta\varphi_d$, связанного с изменением оптической длины лазерного диода. Черными символами обозначены моды с наибольшим значением добротности, ток накачки $p = 0.99$.

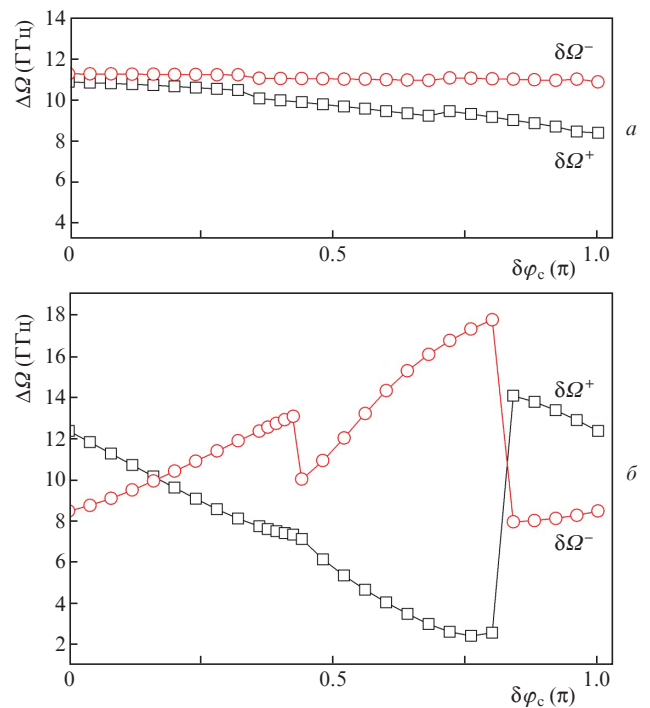


Рис.5. Зависимости частотного интервала $\delta\Omega^+ = \Omega_{m_0} - \Omega_{m_0-1}$ между частотой центральной моды и частотой ближайшей моды в стоксовой стороне и интервала $\delta\Omega^- = \Omega_{m_0+1} - \Omega_{m_0}$ – между частотой антистоксовой моды и частотой центральной моды от девиации фазового набега $\delta\varphi_c$, связанного с изменением оптической длины лазерного диода, $p = 0.99$; двухзеркальный ФП резонатор ($R_{1,2,3} = 0$) (а) и комбинированный четырехзеркальный резонатор ($R_2 = 0.05, R_3 = 0.15$) (б).

Для комбинированного резонатора даже плавное изменение частоты имеет сложный и нерегулярный вид за счет «затягивания» или «отталкивания» частоты одной моды от частоты ближайшего резонанса ФП другой моды. Более подробно этот эффект показан на рис.5, на котором представлены две зависимости разности частот: $\delta\Omega^+ = \Omega_{m_0} - \Omega_{m_0-1}$ (центральной моды и ближайшей моды в стоксовой стороне) и $\delta\Omega^- = \Omega_{m_0+1} - \Omega_{m_0}$ (антистоксовой моды и центральной моды).

Нахождение допустимых («граничных» и отличных от нуля) значений коэффициентов отражения $|R_{1,2,3}| \neq 0$ и других параметров резонатора, при которых частота лазерной генерации будет контролируемым образом находиться в области ω_0 (брэгговского резонанса), представляет громоздкую задачу. Результаты такого расчета зависят не только от модулей соответствующих коэффициентов, но и от их фаз. В общем случае целесообразно исходить из того, чтобы для любого резонатора (с учетом интерференции полей в его внешней части) наибольшей добротностью обладал резонатор, одним из зеркал которого служила бы фазовая решетка. Это заведомо реализуется при выполнении условия:

$$\left\{ |R_{gr}^0| - \sum_j |R_j| \right\} \xi_1 \xi_2 > |R_d|, \quad (21)$$

где R_{gr}^0 – коэффициент отражения решетки в ее спектральном максимуме; R_j – коэффициенты отражения поверхностей элементов внешнего резонатора (в данном случае $R_{1,2}$); R_d – коэффициент отражения выходной грани диода (R_3).

6. Заключение

Метод расчета комплексных собственных частот продольных мод диодного лазера с внешним резонатором, основанный на использовании трансляционных матриц 2×2 , позволяет адекватным образом находить соответствующие значения для резонаторов, содержащих произвольное количество оптических элементов, в том числе и фазовую решетку. Комплексные значения частот мод не только определяют возможную частоту лазерной генерации, но и позволяют находить границы ее непрерывной

перестройки, а также области переключения («перескока») частоты генерации с одной продольной моды на другую.

Расчетами выявлены существенные нелинейности в зависимости частот мод от оптических длин резонаторов, обусловленные «затягиванием» («отталкиванием») собственных частот мод из-за оптической связи между разными резонаторами ФП в общем внешнем комбинированном резонаторе лазера.

Из результатов работы следует, что для устойчивого контроля частоты генерации необходимо оптимизировать эффективность фазовой решетки. С одной стороны, повышенная эффективность решетки уменьшает ее спектральную селективность, с другой стороны, слишком низкая эффективность влечет понижение устойчивости спектра из-за больших перескоков частоты генерации.

1. Ludeke R., Harris E.P. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 499 (1972).
2. Voumard C. *Opt. Lett.*, **1**, 61 (1977).
3. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5** (3), 603 (1978) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **8** (3), 346 (1978)].
4. Богатов А.П., Гуров Ю.В., Елисеев П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **6** (6), 1264 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9** (6), 743 (1979)].
5. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 347 (1980).
6. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Гуров Ю.В., Елисеев П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **8** (9), 1957 (1981) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **11** (9), 1184 (1981)].
7. Баженов В.Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **8** (4), 853 (1981) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **11** (4), 510 (1981)].
8. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10** (9), 1851 (1983) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **13** (9), 1221 (1983)].
9. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Кобилджанов О.А., Рахвальский М.П., Хайдаров А.В. *Квантовая электроника*, **16** (9), 1765 (1989) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **19** (9), 1135 (1989)].
10. Панарин В.А., Микаэлян Г.Т., Галушка И.В., Беглецова Н.Н. и др. *Квантовая электроника*, **52** (9), 789 (2022).
11. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Издательство «Наука», 1973, параграф 1.6).
12. Вайнштейн А.Л. *Электромагнитные волны* (М.: Из-во «Радио и связь», 1988, гл. 16).
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая Физика*, том 1, «Механика» (М.: Наука, 1965, гл.V).
14. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Мамутин В.В. *Квантовая электроника*, **3** (7), 1609 (1976) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **6** (7), 873 (1976)].