

ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 621.373:535

О КОРРЕЛЯЦИИ МОДЫ РЕЗОНАТОРА И ПРОФИЛЯ ИНВЕРСИИ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЧИП-ЛАЗЕРЕ

© 1994 г. А. Ю. Окулов

Институт физики им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.04.94 г.

Показано, что в резонаторе твердотельного лазера с тонкослойным активным элементом (толщиной 300 - 700 мкм), накачиваемым решеткой полупроводниковых лазеров, создающей периодическую (с периодом 30 - 100 мкм) в поперечном сечении решетку усиливающих каналов, при длине резонатора 1000 - 1500 мкм возможен строго одночастотный режим с селекцией пространственно-периодических (тальботовских) мод. Условия селекции этого режима облегчаются для лазеров двух- и трехмикронного диапазонов (Ho^{+3} и Er^{+3}) по сравнению с неодимовыми. Теоретическая модель, основанная на параболических уравнениях для встречных волн, сводится при указанных параметрах резонатора к модели Фокса-Ли с нелинейно-усиливающим экраном вблизи одного из зеркал, дающей удовлетворительное согласие с расчетами методом расщепления по исходной модели. Коэффициент корреляции моды резонатора с распределением инверсии в активном элементе стремится к единице с ростом числа усиливающих каналов, что указывает на возможность реализации высокоэффективных фазированных решеток твердотельных лазеров с диодной накачкой.

I. ВВЕДЕНИЕ

Твердотельные чип-лазеры [1, 2] представляют собой монокристаллы с напыленными на грани зеркалами: резонансная оптическая накачка осуществляется вдоль оси генерации полупроводниковыми GaAlAs-лазерами. В кольцевой геометрии для обеспечения одночастотного режима планарный невзаимный резонатор помещается в постоянное магнитное поле, однако даже в этой дорогостоящей конфигурации имеют место определенные трудности с селекцией строго одночастотного режима [3]. В геометрии Фабри-Перо одночастотный режим генерации Nd^{+3} -YAG чип-лазера с шириной линии $\Delta\nu \leq 5$ кГц может быть гарантирован при достаточно малой длине резонатора ($L_r \cong 700$ мкм) [2]. При этом поперечная структура близка к одномодовой (TEM_{00}) из-за малого диаметра усиливающего канала ($d \cong 30$ мкм), наводимого в кристалле излучением накачки. В результате мода резонатора и распределение инверсии хорошо коррелированы друг с другом, что и обеспечивает эффективную перекачку инверсий в излучение. Решетки чип-лазеров могут быть синхронизованы на общем выходном зеркале, отодвинутом на некоторое расстояние от активного элемента: при этом удается достигнуть высокой степени корреляции между коэффициентом усиления и излучением [4]. Однако требования к длине резонатора L_r , необходимой для эффективной селекции поперечных мод Гаусс-Эрмита, противоречат условию селекции одночастотного режима, поскольку предполагают малость числа Френеля $N_F = D^2/(\lambda L_r) \cong 1$, где $D = N_l p$ –

поперечный размер решетки, N_l – число лазеров, p – период решетки. Например, при $L_r = 3$ см, $D = 400$ мкм [4] и $N_f \cong 5.3$ межмодовый интервал $\Delta\nu = c/2L_r$, несколько уже линии усиления (для Nd-YAG $\Delta\nu_a \cong 7$ см⁻¹). В результате в соседних элементах решетки наряду с рассинхронизацией колебаний за счет вариаций оптических длин [5] возможна генерация на различных продольных модах. В настоящей работе рассматриваются режимы синхронизации решеток тонкослойных чип-лазеров, обеспечивающие одночастотную пространственно-когерентную генерацию при экспериментально достижимых параметрах.

Легко показать, что при тальботовской синхронизации решеток как волноводных [6], так и планарных лазеров [7] (рис. 1) вследствие того, что длина незаполненной части резонатора ограничена условием $L_r = mp^2/2\lambda$ пространственно-когерентный режим генерации осуществим при числе Френеля решетки $N_{-F} = N_l^2/m$ [8]. В результате условие селекции одночастотного режима совместимо с условием тальботовской синхронизации $c/2L_r = c\lambda/p^2m > \Delta\nu_a$ и выполняется тем лучше, чем больше длина волны (см. таблицу, данные о ширине линии $\Delta\nu_a$ взяты из [9]). На рис. 2 видно, что для лазеров двух- и трехмикронного диапазонов максимально допустимый период усиливающей решетки, создаваемой внутри тонкослойного активного элемента, примерно в 1.5 раза больше, чем для неодимового.

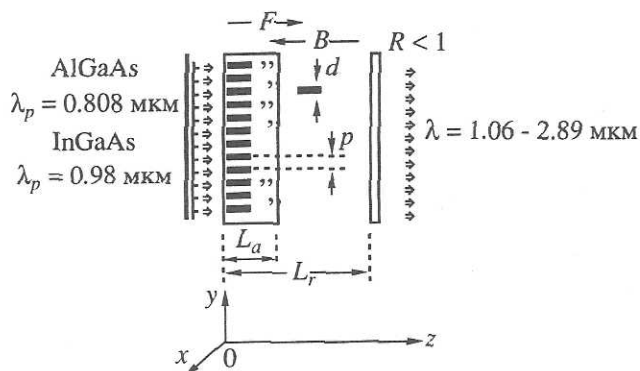


Рис. 1. Геометрия резонатора твердотельного лазера. Решетка AlGaAs-лазеров посылает излучение накачки на длине волны 808 нм сквозь прозрачную для него поверхность активного элемента толщиной L_a , на которую напылено высокоотражающее покрытие на длине волны генерации λ . Поглощение накачки на длине γ_p^{-1} создает периодическую в плоскости x, y решетку усиливающих каналов, d – эффективный поперечный размер канала. Выходное зеркало расположено на расстоянии $np^2/2\lambda$ от активного элемента. F – волна в положительном направлении оси z , B – обратная волна.

II. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В работе [8] показано, что число Френеля \tilde{N}_F каждого из N_l лазеров, синхронизуемых в тальботовском резонаторе, равно $(d^2/p^2) < 1$, и это приводит к селекции параксиальных волн. Поэтому в стационарном одночастотном режиме генерации целесообразно использовать квазиоптические уравнения для комплексных амплитуд встречных волн $F(x, y, z)$ и $B(x, y, z)$ (распространяющихся соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси z) [10, 11]

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} F = g [N(x, y, z), |F|, |B|] F + ikn(x, y, z)F, \tag{1}$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} B = -g [N(x, y, z), |F|, |B|] B - ikn(x, y, z)B,$$

Параметры одночастотного режима генерации излучения лазеров

	λ , мкм	$\Delta\nu_a$, см ⁻¹	γ_p , мм	n_0
Nd ³⁺ -YAG	1.06	7	1 - 3	1.5
Ho ³⁺ -YAG	2.08	10	1 - 3	1.5
Er ³⁺ -YAG	2.89	12	1 - 3	1.5

где $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $k = 2\pi/\lambda$, σ – сечение вынужденного излучения, T_1 – время продольной релаксации, а коэффициент усиления $g = \sigma N(x, y, z)/2[1 + \sigma T_1(|F|^2 + |B|^2)]$ и показатель преломления $n(x, y, z)$ задаются в области $0 < z < L_r$ в следующем виде:

$$N(x, y, z) = N_l(x, y)N_l(z);$$

$$n(x, y, z) = n_0\Theta(L_a - z) + \delta(z - L_a)n_l(x, y),$$

где $N_l(x, y)$ – распределение инверсии в поперечном сечении резонатора (предполагается периодической функцией от x, y), $N_l(z) = \Theta(L_a - z) \exp(-\gamma_p z)$ – распределение инверсии вдоль оси генерации, где γ_p – коэффициент поглощения излучения накачки в активном элементе, Θ, δ – функции Хэвисайда и Дирака, L_a – толщина активного элемента. Первое слагаемое в выражении для $n(x, y, z)$ отвечает за неоднородное заполнение резонатора активной средой, второе описывает шероховатости зеркал и термооптические неоднородности в активном элементе

$$n_l(x, y) = \left| N_h^{-1} \sum_{m, n} \exp \{ i [(m x / (N_p p) + n y / (N_p p)) + \psi_m] \} \right|^2 / \langle n_l(x, y) \rangle, \tag{2}$$

что соответствует модели многомодового случайного процесса [12] с фазами гармоник ψ_m , равномерно распределенными в интервале $[-\pi, \pi]$. Граничные условия на зеркалах имеют вид

$$F(x, y, z = 0) = B(x, y, z = 0) \text{ и } B(x, y, z = L_r) = R(x, y)F(x, y, z = L_r), \tag{3}$$

где коэффициент отражения $R(x, y)$ задается при численном моделировании как “распределение Ферми-Дирака” [12]

$$R(x, y) = R_0^{1/2} \{ \exp [\langle |x| - x_d \rangle / T] + 1 \}^{-1} \times \{ \exp [\langle |y| - y_d \rangle / T] + 1 \}^{-1},$$

$R_0 \leq 1$, x_d, y_d – положение краев зеркала (“энергия Ферми”), “температура” T сглаживает края распределения.

При рассмотренных выше параметрах чип-лазера каждый усиливающий канал осуществляет слабую селекцию поперечных мод, поскольку в каждом канале $d^2/(L_a \lambda) \geq 1$. Ситуация является промежуточной между моделью решетки волноводных лазеров (когда $d^2/(L_a \lambda) \ll 1$) [6] и приближением тонкого слоя нелинейно-усиливающей среды (толщиной $L_a \ll d^2/\lambda$) [13], которое подразумевает малость $\Delta_{\perp} F, \Delta_{\perp} B$ по сравнению с $2k\partial F/\partial z, 2k\partial B/\partial z$. При гауссовом распределении коэффициента усиления в каждом канале $N_l(x, y) \cong$

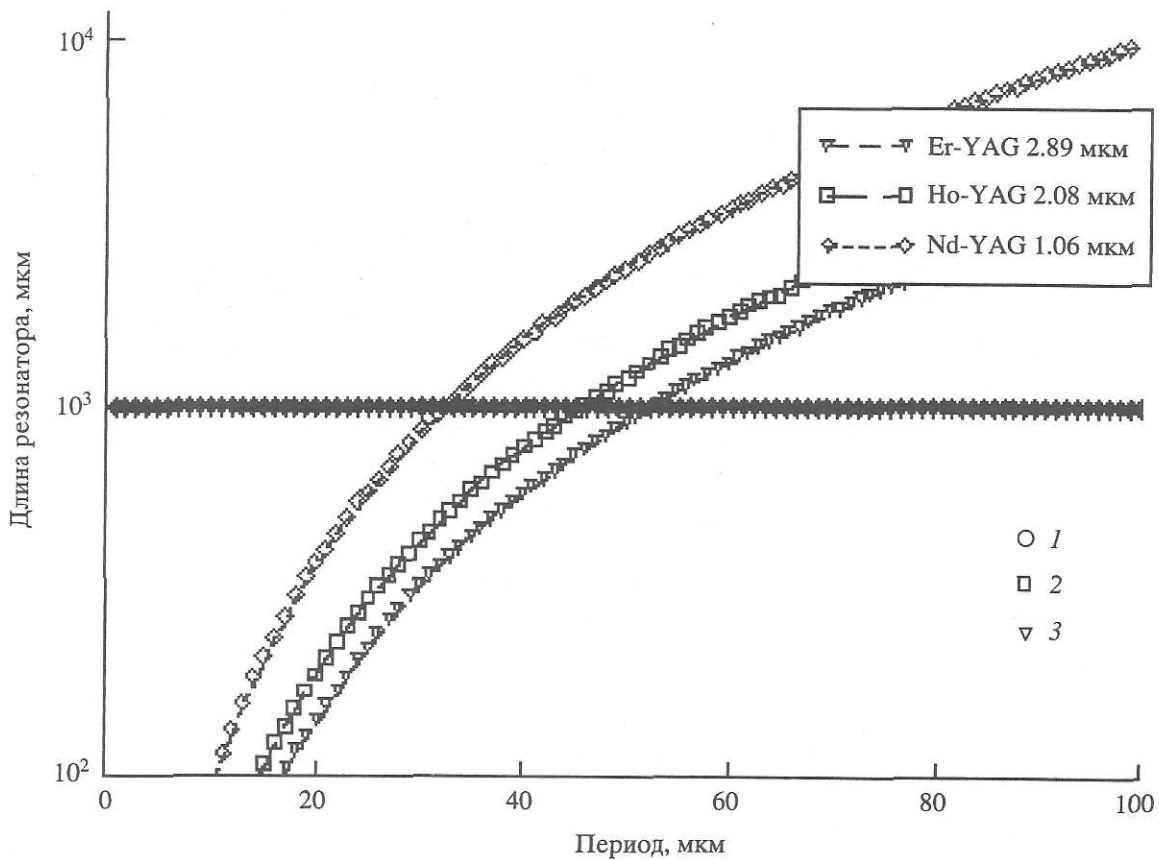


Рис. 2. Зависимость длины резонатора L_r от периода усиливающей решетки p для различных активных сред (параметры сред в таблице: 1 – Nd^{+3} -YAG, 2 – Ho^{+3} -YAG, 3 – Er^{+3} -YAG. Горизонтальная черта ограничивает сверху область длин резонатора, гарантирующих одночастотный режим. По оси ординат – логарифмический масштаб.

$\cong \sum \exp[-(x - np)^2 - (y - tp)^2]$ обе модели дают практически идентичные распределения комплексных амплитуд F и B , что проверялось решением уравнений (1) методом расщепления по процессам дифракции и усиления при различной степени заполнения резонатора активной средой $0 \leq (L_a/L_r) \leq 0.3$ (рис. 3). В приближении тонкого нелинейного слоя уравнения (1) в области $0 < z < L_a$ можно решать в плосковолновом приближении аналогично [14], что дает связь между амплитудами волн на входе в активный слой и на выходе из него

$$F(x, y, L_a) = B(x, y, L_a)g[N_i(x, y), |B(x, y, L_a)|] \times \exp\{ik2L_a[n_0 + n_i(x, y)]\}, \quad (4)$$

где $g[N_i, |B|] = \sqrt{I_f(I_b, N)}$ – решение трансцендентного уравнения (6) из работы [7]. В промежутке между активным слоем и выходным зеркалом (при $L_a < z < L_r$) имеем задачу Коши для параболического уравнения в свободном пространстве [11], точное решение которой для уравнений (1) дается интегралом Френеля–Кирхгофа

$$B(x'', y'', L_a) = (k/i2\pi\xi)\exp(ik\xi),$$

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\{ik\{(x'' - x)^2 + (y'' - y)^2\}/2\xi\} \times R(x, y)F(x, y, L_a)dx dy. \quad (5)$$

Здесь $\xi = 2p^2/\lambda = 2(L_r - L_a)$, а отражение от выходного зеркала учтено множителем $R(x, y)$. Последовательное применение операторов (4) и (5) дает для стационарного распределения амплитуды поля интегральное уравнение Фокса–Ли, которое при учете насыщения является нелинейным. Численное решение этого уравнения методом итераций наиболее доступно при использовании БПФ [8]; оно дает собственные моды открытого оптического резонатора и поправку к их частотам. Вид собственных мод зависит от распределения инверсии $N_i(x, y)$, формы зеркал $R(x, y)$ и внутрирезонаторных искажений $n_i(x, y)$. Для тальботовского резонатора при $R(x, y) = 1$ и $n_i(x, y) = 0$ легко получить точное решение интегрального уравнения (4) - (5) с учетом насыщения для любого периодического распределения инверсии вида $N_i(x, y) = N_i(x + p, y + p)$. В самом деле, поскольку случайные

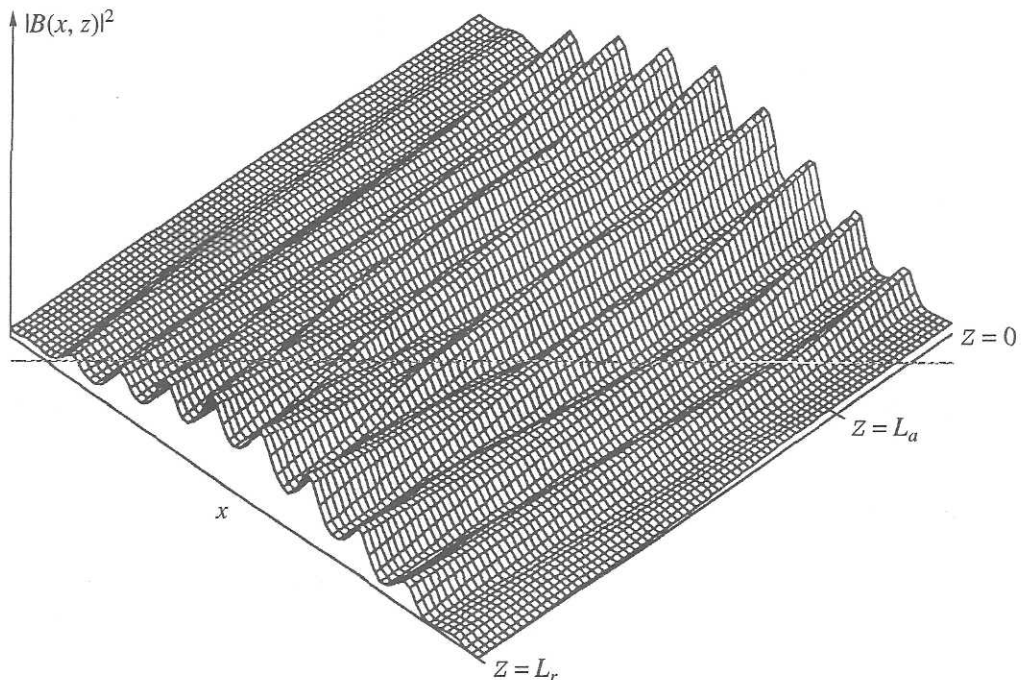


Рис. 3. Поперечное распределение интенсивности синфазной моды при смещении вдоль оси резонатора для усиливающей решетки из 8 гауссовых каналов диаметром $d = 30$ мкм, периода $p = 50$ мкм, толщины активного элемента $L_a = 300$ мкм, длины резонатора $L_r = 800$ мкм, $\lambda = 1.06$ мкм.

фазовые искажения отсутствуют, т.е. $n_i(x, y) = 0$, а поле $B(x, y, L_a)$ и распределения инверсии $N_i(x, y)$ являются периодическими функциями поперечных координат (x, y) , разложим их в ряды Фурье [7]. Это позволяет элементарным образом вычислить интеграл [5], так как подынтегральное выражение представляет собой в этом случае свертку экспонент вида $\exp[i2\pi mx/p]$ с ядром $\exp[ik(x'' - x)^2/\xi]$. В силу условия $\xi = 2p^2/\lambda$ (длина резонатора равна половине тальботовской) имеет место самовоспроизведение усиленной в активном элементе волны $g[N(x, y), B(x, y, L_a)] B(x, y, L_a)$ при ее дифракции из плоскости $z = L_a$ в плоскость $z = L_r$ и обратно, что дает

$$I(x, y) = R_0 \left[\ln R_0 + 2\sigma N_i(x, y) \times \int_0^{L_a} N_i(z) dz \right] / [(1 - R_0) 2\sigma T_1]. \quad (6)$$

Это решение обобщает формулу Ригрода [14] на случай резонатора с периодическим в поперечном сечении распределением инверсии $N_i(x, y)$ и бесконечными плоскими зеркалами (оно содержится также в уравнении (9) работы [7]). Из (6) видно, что при большом числе синхронизируемых лазеров N_i распределение интенсивности в активном элементе навязывается профилем коэффициента усиления. Например, для гауссова профи-

ля коэффициента усиления в каждом усиливающем канале мода резонатора аппроксимируется решеткой гауссовых пучков. Разность фаз между соседними излучателями фиксирована и может составлять $0, \pi, 2\pi/3, 4\pi/3$ в зависимости от симметрии решетки [6].

III. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование проводилось в одномерном случае $N_i(x, y) = N_i(x)$ при $\langle n_i(x, y) \rangle k L_a \cong 0.01\pi$ для $N_i = 1 - 64$. Перед началом итераций по формулам (4), (5) поле $B_0(x, L_a)$ задавалось как в виде плоской волны, что обеспечивало селекцию синфазной моды, так и в виде $\cos(2\pi x/p)$, что выделяло антифазную моду [6]. При вычислении (5) спектральным методом [11] в "охранные полосы", занимавшие $7/8$ длины используемых массивов, на каждой итерации попадало не более 10^{-5} мощности $B_n(x, L_a)$. Ненасыщенный коэффициент усиления в максимумах инверсии равнялся 1.1, коэффициент отражения выходного зеркала $R = 0.97$. После 30 - 40 итераций распределения $B_{n+1}(x, L_a)$ и $B_n(x, L_a)$ отличались друг от друга менее чем на 10^{-4} по модулю, нормированный коэффициент корреляции $\langle B_{n+1}(x, L_a), B_n^*(x, L_a) \rangle$ отличался от 1 менее чем на 10^{-3} . Установившееся распределение $I(x) \approx |B_n(x, L_a)|^2$ сравнивалось с распределением

инверсии в активном элементе $N_i(x)$, для чего вычислялся коррелятор

$$K(N_i, N_i) = \left[\int N_i(x) I(x) dx \right]^2 / \left\{ \int I(x) dx \int N_i(x) dx \right\}. \quad (7)$$

Он равен 1 в двух предельных случаях: при $N_i = 1$ (накачка одним лазерным диодом) и при $N_i = \infty$ (идеальный тальботовский резонатор). В промежуточной области K возрастает до 0.9 при $N_i = 64$ как для синфазной, так и для антифазной мод (рис. 4). На этом же рисунке приведена зависимость K от N_i , использующая точное решение по модели связанных волноводов [6] (в линейном режиме, без учета насыщения), справедливое для больших N_i .

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стремление K к 1 для синхронизируемой решетки достаточно большого размера свидетельствует о возможности получения сфазированной одночастотной генерации с эффективностью, сравнимой с эффективностью чип-лазера, накачиваемого одним диодом. В представленных выше результатах численного моделирования число синхронизируемых лазеров N_i не превышало 64, поперечный размер решетки $D = N_i p$ для значений периода $p \leq 50$ мкм не превышал 3 мм. Дальнейшее увеличение N_i приводит, как хорошо известно [5, 12], к необходимости учета фазовых искажений порядка 0.01λ , которые связаны с неизбежными погрешностями обработки оптических поверхностей и присутствуют даже в ненакачанном активном элементе. Даже при одинаковых тепловых линзах, наведенных накачкой, эти фазовые искажения модулируют случайным образом оптическую длину резонатора, изгибают волновой фронт в ближней зоне и уширяют диаграмму направленности [12]. В результате профиль интенсивности в активном элементе рассогласовывается с профилем инверсии. Именно поэтому при тальботовской синхронизации число излучателей ограничивалось величиной 20 - 40 [15]. С учетом данного ограничения можно надеяться на экспериментальную реализацию синхронизованных 40×40 решеток твердотельных чип-лазеров с толщиной активного элемента $L_a \cong 300 - 500$ мкм, длиной резонатора $L_r \cong 800 - 1200$ мкм, $p \cong 40 - 60$ мкм, $d \cong 30 - 40$ мкм. Для мощности каждого излучателя в решетке около 1 мВт суммарный выход одночастотного излучения на длинах волн $\lambda \cong 1.06 - 2.94$ мкм превысит 1 Вт. Интересно отметить, что именно тальботовская синхронизация дает те значения коэффициента оптической

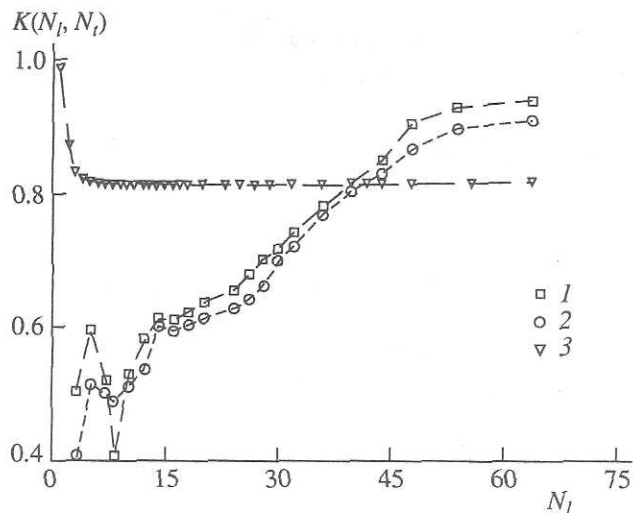


Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции между распределением интенсивности в синфазной (1) и антифазной (2) модах и распределением инверсии от числа элементов усиливающей решетки для $d = 30$ мкм, периода $p = 50$ мкм, толщины активного элемента $L_a = 300$ мкм, длины резонатора $L_r = 800$ мкм, $\lambda = 1.06$ мкм. 3 — точное решение по модели связанных волноводов [6].

связи [6], при которых сфазированные колебания решетки оказываются устойчивыми по отношению к хаотическим пульсациям релаксационного типа [16].

Автор благодарит Американское физическое общество и Фонд А.П. Слоуна (American Physical Society and Alfred P. Sloan Foundation) за частичную поддержку данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Day T., Gustafson E.K., Byer R.L. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 221 - 228.
2. Zayhowski J.J., Mooradian A. // Opt. Lett. 1989. V. 14. № 1. P. 24 - 27; Nabors G.D., Sanchez A., Mooradian A. // Opt. Lett. 1992. V. 17. № 22. P. 1587 - 1590.
3. Дедыш В.В., Кравцов Н.В., Надточеев В.Е., Наний О.Е., Фирсов В.В. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. С. 1078 - 1080.
4. Ока М., Масуда Н., Канеда Ю., Кабота С. // Quant. Electron. 1992. V. 28. № 4. P. 1142 - 1449.
5. Голубенцев А.А., Лиханский В.В. // Квант. электрон. 1990. Т. 17. С. 592 - 594; Любимов В.В., Носова Л.В. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 7. С. 807 - 808.
6. Лиханский В.В., Напартович А.П. // УФН. 1990. Т. 160. № 3. С. 101 - 140.
7. Okulov A.Yu. // JOSA. B. 1990. V. 7. № 6. P. 1045 - 1050.
8. Okulov A.Yu. // Opt. Commun. 1993. V. 99. P. 350 - 355.
9. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Умысков А.Ф., Щербаков И.А. // Квант. электрон. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219; Stoleman R.C., Esterovitz L. //

- Opt. Lett. 1992. V. 17. № 11. P. 816; Dixon G.J., Johnson L.F. // Opt. Lett. 1992. V. 17. № 24. P. 1782.
10. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966. 514; Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблемы расходимости лазерного излучения. М., 1979. 434 с.
 11. Напартович А.П., Елкин Н.Н. Прикладная оптика лазеров. М., 1989. 212 с.
 12. Okulov A.Yu. // J. Mod. Opt. 1991. V. 38. P. 1887 - 1889.
 13. Розанов Н.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1886.
 14. Rigrod W.W. // Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 2602 - 2608.
 15. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.П., Лебедев Ф.В., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 2. С. 78 - 80; Wilcox J.Z., Simmons W.W., Botez D., Jansen M., Mawst L.J., Peterson G., Wilcox T.J., Yang J.J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. № 19. P. 1848 - 1850; Cassarly W.J., Ehlert J.C., Finlan M., Flood K.M., Waarts R., Mehuys D., Nam D., Welch D. // Opt. Lett. 1992. V. 17. № 8. P. 607 - 611.
 16. Silber M., Fabini L., Wiesenfeld K. // JOSA. B. 1993. V. 10. № 6. P. 1121.