

Фазовая синхронизация оптически связанных лазеров на решетках усиления в активной среде

Т.Т.Басиев, А.В.Гаврилов, В.В.Осико, С.Н.Сметанин, А.В.Федин

Предложен способ фазовой синхронизации оптически связанных лазеров на решетках усиления в активной среде. Определены критерии синхронизации и оптимальные соотношения энергетических параметров волн при четырехволновом взаимодействии. Исследованы двухканальные параллельные лазерные системы на базе петлевых генераторов с самообращением волнового фронта излучения и показана возможность их фазовой синхронизации со степенью фазировки до 0.9.

Ключевые слова: фазовая синхронизация, четырехволновое взаимодействие, голографические решетки усиления в активной среде, самообращение волнового фронта.

1. Введение

Самообращение волнового фронта (самоОВФ) на голографических решетках усиления, возбуждаемых непосредственно в активной среде в процессе развития генерации, является эффективным способом создания мощных лазеров с высокой направленностью и спектральной яркостью излучения [1–3]. Усиливающие самоОВФ-зеркала, образующие дифракционно связанный динамический петлевой резонатор, позволяют получать коэффициенты отражения слабых пучков, значительно превышающие единицу, автоматически компенсировать фазовые и поляризационные искажения, сравнимые с длиной волны излучения, в том числе искажения, возникающие в самом активном элементе при векторном фазовом сопряжении [3–7]. Уже достаточно хорошо изучены эффекты фазово-сопряженной генерации, самомодуляции на голограммах усиления [8–18] и пассивной модуляции добротности, использование которых позволяет получать более высокие энергетические параметры одномодового излучения по сравнению с таковыми для традиционных лазеров. Пиковая мощность наносекундных моноимпульсов достигает 20 МВт [9], а импульсов в пучке – 7 МВт [7, 16] при средней мощности излучения свыше 100 Вт [7, 16, 19], расходимости, близкой к дифракционному пределу, и пространственной яркости до 10^{14} Вт·см⁻²·ср⁻¹.

Однако дальнейший рост выходных энергетических параметров таких лазеров при увеличении числа последовательно связанных активных элементов или энерго-вклада оптической накачки в каждый активный элемент оказывается ограниченным вследствие увеличения влия-

ния суперлюминесценции и повреждения лазерных элементов при высоких пиковой и средней мощностях излучения. Для уменьшения интенсивности излучения ниже предельной применяют многоканальные лазерные системы с последующим когерентным сложением полей излучений отдельных каналов [20–22]. Параллельное соединение излучающих модулей позволяет не только снизить лучевые нагрузки на оптические элементы, увеличить мощность излучения и ресурс работы лазерной системы [23], но и в N^2 раз увеличить интенсивность излучения N модулей, если их излучение сфазировано [20].

Среди большого числа известных способов частотно-фазовой синхронизации мощных лазеров к настоящему времени наиболее тщательно изученными и наиболее эффективными представляются методы ОВФ на гиперзвуковых голограммах, возникающих в нелинейных средах при ВРМБ [24, 25], и на решетках показателя преломления в фоторефрактивных кристаллах [26]. Пороговый характер эффекта ОВФ-ВРМБ затрудняет его использование для фазовой синхронизации лазерных генераторов, и его применяют в основном для фазирования усилительных каскадов. При этом динамическое рассогласование оптических длин каскадов нередко приводит к срыву взаимной фазировки.

Несомненным преимуществом фоторефрактивных кристаллов (ФРК) перед ВРМБ-средами является их высокая чувствительность (10^{-6} – 10 Вт [26]), возможность самоОВФ с высоким качеством пучков со сложной пространственной структурой (параметр $M^2 \sim 1.2$ для выходного пучка при $M^2 \sim 100$ для падающего [27]). Однако ФРК имеют очень малое быстродействие (10^{-3} – 10^2 с), что обусловлено медленным процессом диффузии пространственного светоиндуцированного заряда. Поэтому высокая дифракционная эффективность достигается только тогда, когда процессы диффузии и захвата объемного заряда в основном завершены. Кроме того, применение ФРК в мощных лазерных системах существенно ограничивает их низкая лучевая стойкость. В работах [28, 29] фазовая синхронизация лазерных генераторов осуществлялась на основе внутррезонаторного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) на нелинейности насыщения по-

Т.Т.Басиев, В.В.Осико. Научный центр лазерных материалов и технологий Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; тел.: (095) 135 02 67, e-mail: basiev@lst.gpi.ru

А.В.Гаврилов, С.Н.Сметанин, А.В.Федин. Ковровская государственная технологическая академия, Россия, 601910 Ковров, Владимирская обл., ул. Маяковского, 19; тел.: (09232) 3 13 47, e-mail: kanir@kc.ru

глощения в SF₆ и в парах натрия при самоподстройке длин резонаторов.

В настоящей работе мы предлагаем осуществлять фазовую синхронизацию лазеров с самоОВФ на голографических решетках усиления в активной среде и представляем лазерную систему, построенную на этом принципе.

2. Фазовая синхронизация излучения на решетках усиления

Рассмотрим процесс ЧВВ в активной лазерной среде (рис.1). Будем полагать, что время ЧВВ мало по сравнению с временем жизни T₁ верхнего лазерного уровня. Это условие хорошо выполняется для импульсов само-модуляции (~10⁻⁷ с [9, 11, 17]) и импульсов с модуляцией добротности (~10⁻⁸ с [7, 14]) при T₁ ~ 10⁻⁴ с, что характерно для твердотельных лазеров. Тогда коэффициент усиления активной среды может быть задан в виде [5]

$$\alpha(\mathbf{r}, t) = \alpha_0(\mathbf{r}) \exp \left[-U_s^{-1} \int_0^t I_t(\mathbf{r}, t') dt' \right], \quad (1)$$

где $\alpha_0(\mathbf{r})$ – начальный коэффициент усиления активной среды; U_s – плотность энергии насыщения усиления среды; \mathbf{r} – координата; $U_t(\mathbf{r}, t) = \int_0^t I_t(\mathbf{r}, t') dt'$ – общая плотность потока. Следовательно, при ЧВВ в усиливающей среде согласно (1) будет происходить модуляция коэффициента ее усиления:

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-\sigma) \exp[-g_q \cos(\mathbf{K}_q \mathbf{r} - \varphi_q)], \quad (2)$$

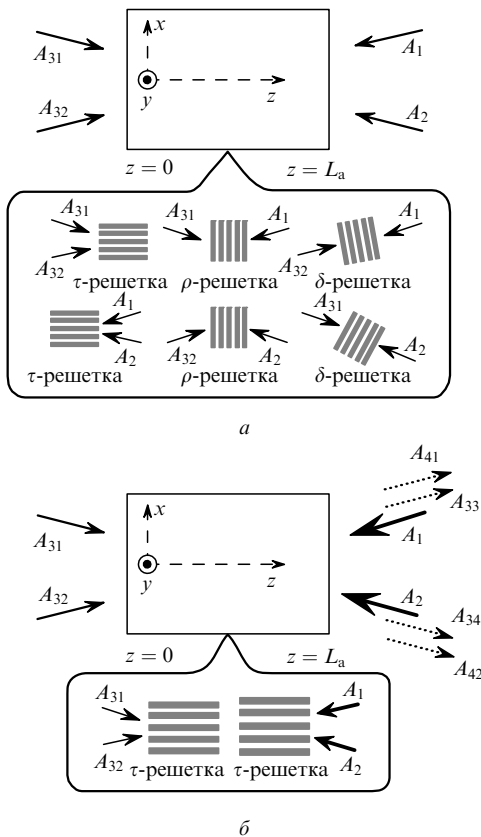


Рис.1. Диаграмма ЧВВ в активной лазерной среде: формирование двух пропускающих (τ) и четырех отражающих (ρ и δ) решеток усиления в общем случае взаимодействия (а), а также селективное формирование основной τ-решетки усиления для фазировки волн A₃₁ и A₃₂ и формирование ими собственной τ-решетки усиления (б).

$$\sigma = U_s^{-1} \int_0^t I_{\text{mean}} dt, \quad (3)$$

$$g_q = U_s^{-1} \int_0^t I_{\text{coh}}^{(q)} dt, \quad (4)$$

где $q = \tau, \rho, \delta$; g_q – когерентный параметр, описывающий тип решетки (пропускающая τ-решетка или отражающие ρ- и δ-решетки); \mathbf{K}_q – вектор решетки; φ_q – фаза решетки; σ – средний (некогерентный) параметр насыщения; I_{mean} – средняя интенсивность в среде; $I_{\text{coh}}^{(q)}$ – интенсивность поля, обусловленная интерференцией пар волн, записывающих пропускающие или отражающие решетки. Пользуясь формулой разложения в ряд [30]

$$\exp(-y \cos \theta) = I_0(y) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_k(y) \cos(k\theta), \quad (5)$$

где I_0, I_k – модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого и k-го порядков, и выделяя первые два члена разложения, получаем параметры пространственной модуляции коэффициента усиления в гармоническом приближении, справедливом при малой плотности потока энергии по сравнению с U_s :

$$\alpha = a + 2b_\tau \cos(\mathbf{K}_\tau \mathbf{r} - \varphi_\tau) + 2b_\rho \cos(\mathbf{K}_\rho \mathbf{r} - \varphi_\rho) + 2b_\delta \cos(\mathbf{K}_\delta \mathbf{r} - \varphi_\delta), \quad (6)$$

$$a = \alpha_0 \exp(-\sigma) I_0(g_\tau) I_0(g_\rho) I_0(g_\delta), \quad (7)$$

$$b_\tau = -\alpha_0 \exp(-\sigma) I_1(g_\tau) I_0(g_\rho) I_0(g_\delta),$$

$$b_\rho = -\alpha_0 \exp(-\sigma) I_0(g_\tau) I_1(g_\rho) I_0(g_\delta), \quad (8)$$

$$b_\delta = -\alpha_0 \exp(-\sigma) I_0(g_\tau) I_0(g_\rho) I_1(g_\delta),$$

где a – среднее значение коэффициента усиления активной среды; $2b_q$ – амплитуды модуляции коэффициента усиления, соответствующие пропускающей τ-решетке или отражающим ρ- и δ-решеткам усиления.

Согласно нашим расчетам и экспериментальным данным [7, 13, 14], в активной лазерной среде преобладают τ-решетки, что обусловлено их в G раз большей дифракционной эффективностью по сравнению с ρ- и δ-решетками (G – однопроходное усиление активной среды). Их роль еще более возрастает в присутствии двух мощных волн накачки, селективно записывающих одну из τ-решеток. Пусть в усиливающей среде (рис.1,б) такую решетку записывают волны накачки с амплитудами A₁ и A₂, а две относительно слабые волны с амплитудами A₃₁ и A₃₂ обращаются на этой решетке, записывая при этом и собственные решетки. Тогда в результате ЧВВ получим четыре волны: A₃₃ и A₃₄, прошедшие голографическую решетку, и A₄₁ и A₄₂, отраженные от нее. Если участвующие в ЧВВ волны A₁, A₃₁ и A₂, A₃₂ принадлежат соответственно двум каналам генерации, то рассеянное на голограмме излучение обладает фазовым синхронизмом при условии, что волны, прошедшие голографическую решетку и отраженные от нее, попарно сфазированы между собой. Поскольку эти волны при сложении образуют внутррезонаторные потоки излучения в каждом из каналов, то они также должны быть сфазированы. Оче-

видно, что выполнение этого условия фазировки автоматически приводит к фазовой синхронизации внутрирезонаторных волн, полученных в результате ЧВВ. Еще одним условием является фазировка излучений отдельных каналов между собой при их сложении в одну общую волну. Однако выполнение указанного условия полностью определяется конкретной архитектурой всей лазерной системы.

Условие фазировки при ЧВВ в усиливающей среде для медленно меняющихся амплитуд волн можно получить, используя подход, развитый в работах [3, 5], из системы связанных дифференциальных уравнений

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_1 = aA_1 + b_\tau A_2, \quad (9a)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_2 = aA_2 + b_\tau A_1, \quad (9б)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{31} = aA_{31} + b_\tau A_{41}, \quad (9в)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{41} = aA_{41} + b_\tau A_{31}, \quad (9г)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{32} = aA_{32} + b_\tau A_{42}, \quad (9д)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{42} = aA_{42} + b_\tau A_{32}, \quad (9е)$$

где n_a – показатель преломления среды. Система уравнений (9) соответствует наиболее актуальному случаю, когда в активной среде записываются только пропускающие голографические τ -решетки и выполняется условие Брэгга, а влияние остальных (отражающих ρ - и δ -решеток) несущественно. В общем случае решение системы (9) находится численным методом. Однако для стационарного случая уравнения системы представляют собой линейные дифференциальные уравнения первого порядка. Система (9) может быть разбита на три группы из двух укороченных уравнений связанных волн (9а) и (9б), (9в) и (9г), (9д) и (9е). Эти уравнения имеют частное решение при выполнении условий $A_1, A_2 \gg A_{31}, A_{32}$; общая плотность потока энергии поля в активной среде U_t неизменна и определяется плотностью энергии волн накачки $U_{1,2}$ ($U_t = U_1 + U_2 = \text{const}$), а насыщение поля не слишком велико ($U_t, U_1, U_2 \leq U_s$). Связь групп уравнений осуществляется через коэффициенты a, b_τ и α (см. (2)–(4) и (6)–(8)), выражения для которых принимают вид

$$\alpha = a + 2b_\tau \cos(K_\tau x - \varphi_\tau), \quad (10)$$

$$a = \alpha_0 \exp(-\sigma) I_0(g_\tau), \quad (11)$$

$$b_\tau = -\alpha_0 \exp(-\sigma) I_1(g_\tau). \quad (12)$$

В этом случае

$$\sigma = \frac{U_1 + U_2}{U_s} = \frac{U_t}{U_s} \quad (13)$$

– некогерентный параметр насыщения, учитывающий среднюю энергию в среде;

$$g_\tau = \frac{(U_1 U_2)^{1/2} \cos \varphi_\tau + (U_{31} U_{32})^{1/2} \cos \varphi_3}{U_s} \quad (14)$$

– когерентный параметр насыщения, учитывающий перераспределение энергии в среде в результате интерференции пар волн, записывающих пропускающие τ -решетки (рис.1,б); φ_3 – фаза решетки, записанной волнами A_{31} и A_{32} ;

$$K_\tau = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{4\pi n_a \sin \theta_0}{\lambda} \quad (15)$$

– модуль вектора τ -решетки; Λ – период τ -решетки; θ_0 – угол Брэгга.

При равных амплитудах обрабатываемых волн ($A_{31} = A_{32}$) вторая ((9в), (9г)) и третья ((9д), (9е)) группы уравнений системы (9) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_3}{dz} &= aA_3 + b_\tau A_4, \\ \frac{dA_4}{dz} &= aA_4 + b_\tau A_3 \end{aligned} \quad (16)$$

и при начальных условиях $A_3(z=0) = A_{30}, A_4(z=0) = 0$ имеют решения

$$\begin{aligned} A_3 &= A_{30} \exp(aL_a) \cosh(b_\tau L_a), \\ A_4 &= A_{30} \exp(aL_a) \sinh(b_\tau L_a), \end{aligned} \quad (17)$$

где L_a – длина активной среды. Следовательно, интенсивность результирующего излучения при сложении попутных волн – прошедшей активную среду и продифрагировавшей в том же направлении, в каждом канале будет определяться выражением

$$\begin{aligned} I_{ch} &= I_{30} \exp(2aL_a) [\sinh^2(b_\tau L_a) + \cosh^2(b_\tau L_a) \\ &+ \sinh(2b_\tau L_a) \cos \Delta\Phi], \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Delta\Phi = \varphi_3 - \varphi_\tau = \varphi_{31} - \varphi_{32} - \varphi_\tau$ – разность фаз между фазируемыми волнами и решеткой. Полученная зависимость при условии малости параметра $b_\tau L_a$ принципиально отличается от известной формулы для оптического интерферометра наличием не только однопроходного усиления активной среды $G = \exp(2aL_a)$, но и параметра $\sinh(2b_\tau L_a)$ перед фазовым членом. Зависимость (18) указывает на то, что для синфазного сложения волн в каналах генерации τ -решетка считающих (обращаемых) волн (A_{31}, A_{32}) должна быть сдвинута по фазе на π ($\Delta\Phi = \pm\pi$) по отношению к основной τ -решетке (A_1, A_2). На рис.2 точки А соответствуют максимальной фазировке. Такой фазовый сдвиг обусловлен скачком фазы на π продифрагировавшей части волн (A_{41}, A_{42}) по отношению к прошедшей части (A_{33}, A_{34}) в процессе ЧВВ. В противном случае в каналах возникает противофазная генерация (точки В на рис.2), приводящая к взаимному гашению пучков при их сложении. Параметр $\sinh(2b_\tau L_a)$ в этом процессе играет роль контраста интерференционного поля и определяет последующее усиление сфазированного излучения. В связи с этим выражение (18) позволяет оценить интенсивности волн накачки, обеспечиваю-

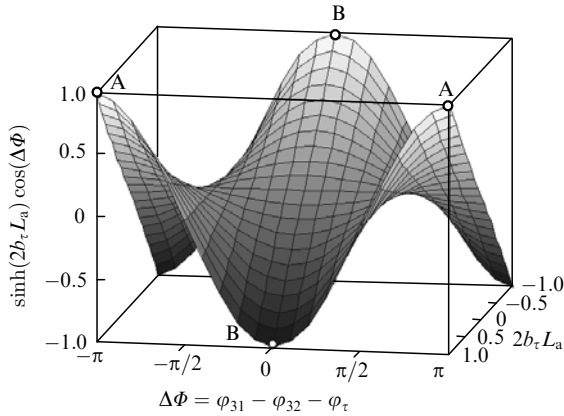


Рис.2. Диаграмма фазировки внутриканального излучения при самоОВФ на пропускающих решетках усиления в активной среде: точки А соответствует синфазному сложению излучений, точки В – противофазному.

щие максимальную фазовую синхронизацию сигнальных волн.

Используя (10)–(15) для случая слабого сигнала, когда справедливо приближение $I_0(g_\tau) \approx 1$, $I_1(g_\tau) \approx g_\tau/2$, при условиях $U_1 = U_2$ и $U_1, U_2 \gg U_{31}, U_{32}$, а также вводя безразмерный параметр воздействия $U = U_1/U_s = U_2/U_s$, получаем

$$a \approx \alpha_0 \exp(-2U), \tag{19}$$

$$b_\tau \approx -\alpha_0 U \exp(-2U). \tag{20}$$

На рис.3 показаны зависимости относительных коэффициентов усиления a/α_0 и b_τ/α_0 от параметра воздействия U волн, записывающих основную решетку. Видно, что коэффициенты усиления выравниваются ($a/\alpha_0 = |b_\tau/\alpha_0| = 0.37$) при достижении насыщения усиления активной среды ($U_1 = U_2 = 0.5U_s$), т.е. максимальное значение U , обеспечивающее сфазированный режим с наибольшей дифракционной эффективностью ОВФ, равно 0.5.

Минимальное значение U для фазовой синхронизации с дифракционной эффективностью η , превышающей единицу, можно оценить, используя решение (17):

$$\eta = \frac{A_4^2}{A_{30}^2} = (b_\tau L_a)^2 \exp(2\alpha_0 L_a) > 1 \tag{21}$$

при условии $a \approx \alpha_0$ и малости коэффициента b_τ . Превышение дифракционной эффективностью единицы в данном случае возможно благодаря усилению самой ЧВВ-среды [10], откуда следует, что

$$U > \frac{\exp(-\alpha_0 L_a)}{2\alpha_0 L_a}. \tag{22}$$

Так, при характерной длине активного элемента 10 см и его усилении $G = 30 - 60$ параметр воздействия $U > (1 - 5) \times 10^{-2}$, что соответствует относительным интенсивностям записывающих волн $I_1/I_s, I_2/I_s > 10 - 10^3$ при длительности импульса $10^{-8} - 10^{-7}$ с.

Таким образом, оптимальный интервал параметра воздействия есть $0.01 < U < 0.5$. Однако полученное соотношение не учитывает динамику усиления всех волн, вступающих в ЧВВ в активной среде. В связи с этим для определения плотностей энергии U_1, U_2 записывающих

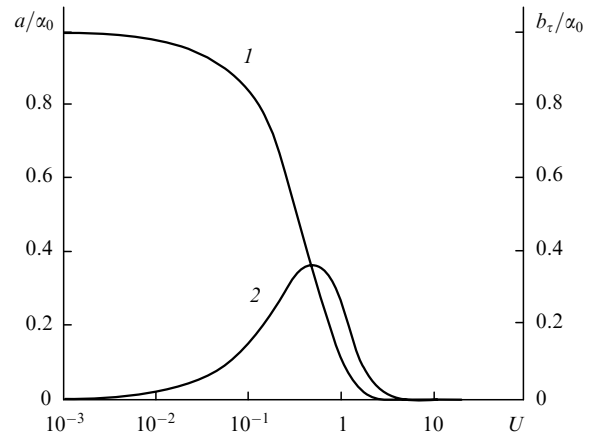


Рис.3. Зависимости относительных коэффициентов усиления a/α_0 (1) и b_τ/α_0 (2) от параметра воздействия U волн, записывающих основную решетку усиления в активной среде.

волн и плотностей энергии U_3 обрабатываемых (фазированных) волн, обеспечивающих рациональный режим ЧВВ-фазирования с наибольшей дифракционной эффективностью ОВФ, а также влияния на него амплитудно-временного рассогласования между волнами мы исследовали динамику ЧВВ в активной среде ИАГ: Nd-лазера путем численного решения системы уравнений (9). Параметр воздействия U изменялся от 10^{-4} до единицы, параметр U_3/U_s – от 10^{-6} до 10^{-2} , а длительность импульсов – от 10 до 50 нс. Усиление активной среды G задавалось в интервале 30–60.

Анализ полученных результатов показывает, что фазирование при ОВФ происходит с наибольшей дифракционной эффективностью, когда суммарная энергия поля в активной среде не превышает энергию ее насыщения ($\sum_{i=1}^4 U_i \leq U_s$). При этом параметр воздействия, обеспечивающий фазовую синхронизацию с $\eta > 1$, находится в интервале $0.006 < U < 0.25$. Это согласуется с оценками по формулам (19)–(22) и зависимостями на рис.3 с тем лишь отличием, что учитывается как плотность потока энергии фазированных волн ($U_{3,4}$), так и усиление всех волн в активной среде в процессе ОВФ-ЧВВ. Следовательно, параметр $U = 0.01 - 0.5$ соответствует оптимальной энергии поля в активной среде, создаваемого волнами накачки, а $U = 0.006 - 0.25$ – оптимальной энергии волн на входе в активную среду.

На рис.4 представлены зависимости дифракционной эффективности η от параметра U_3/U_s фазированных волн при различных U и $G = 60$. Из полученных данных следует, что оптимальному интервалу параметров U записывающих волн соответствует параметр фазированных волн $U_3/U_s \leq 10^{-3}$, при котором $\eta > 1$. Увеличение плотности энергии фазированных волн ($U_3/U_s > 10^{-3}$) приводит к снижению η (кривые 1 и 2) вплоть до $\eta < 1$ (кривая 3) вследствие ухудшения контраста суммарного интерференционного поля в активной среде при наложении двух τ -решеток, смещенных по фазе на π . Вместе с тем результаты расчета показывают, что при малой энергии волн накачки ($U = 0.006 - 0.04$) дифракционная эффективность достигает максимума на заднем фронте импульса (нижней границе интервала соответствует кривая 3), а при большой энергии ($U = 0.07 - 0.25$) – на переднем фронте (верхней границе интервала соответствует кривая 1). Таким образом, наиболее оптимальный параметр воздействия $U = 0.04 - 0.07$ (среднему значению интер-

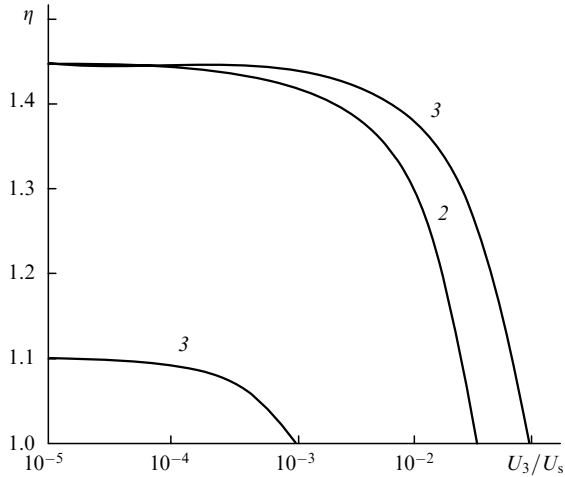


Рис.4. Зависимости дифракционной эффективности η от нормированной плотности энергии U_3/U_s фазуемых волн при параметре воздействия $U = 0.25$ (1), 0.06 (2), 0.006 (3) и коэффициенте однопроходного усиления активной среды $G = 60$.

вала соответствует кривая 2); при таком U максимум η совпадает с вершиной импульса.

Результаты анализа чувствительности ЧВВ-фазирования на τ -решетках усиления к временному сдвигу импульсов относительно друг друга на входе в активную среду и различию их энергий представлены на рис.5 и рис.6. Временной сдвиг $\Delta\tau_p$ импульсов в фазуемых каналах генерации оказывает слабое влияние на дифракционную эффективность ЧВВ (кривые 1 и 2 на рис.5) и плотность энергии суммарного потока U_{ch} в генерационных каналах (кривые 3 и 4) при $\Delta\tau_p/\tau_p \leq 0.1$ (где τ_p – длительность импульса). Большая несинхронность импульсов, $\Delta\tau_p/\tau_p > 0.1$, приводит к снижению дифракционной эффективности η в 3–4 раза. Критическое значение несинхронности, при превышении которого параметр $\eta < 0.5$ и энергетический обмен между каналами заметно ухудшается, составляет 0.35. На это указывает практически неизменное значение плотности энергии U_{ch} (кривые 3 и 4) при $\Delta\tau_p/\tau_p > 0.35$.

По сравнению с расстройкой $\Delta\tau_p/\tau_p$ изменение отношения плотностей энергии U_2/U_1 волн накачки, записы-

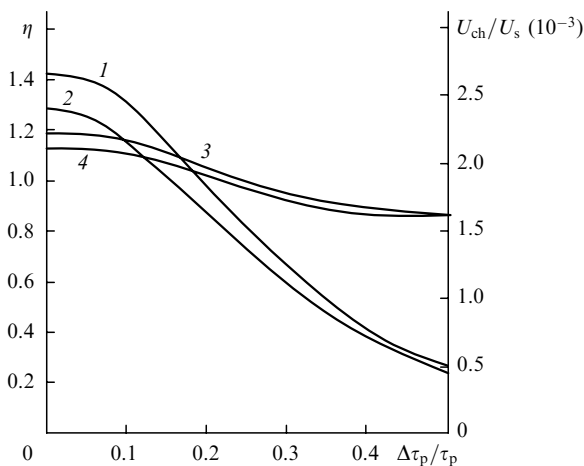


Рис.5. Зависимости дифракционной эффективности η (1, 2) и нормированной суммарной энергии излучения U_{ch}/U_s (3, 4) в генерационных каналах лазерной системы от нормированного временного сдвига $\Delta\tau_p/\tau_p$ фазуемых импульсов с плотностью энергии $U_3/U_s = 10^{-4}$ (1, 3) и 10^{-3} (2, 4).

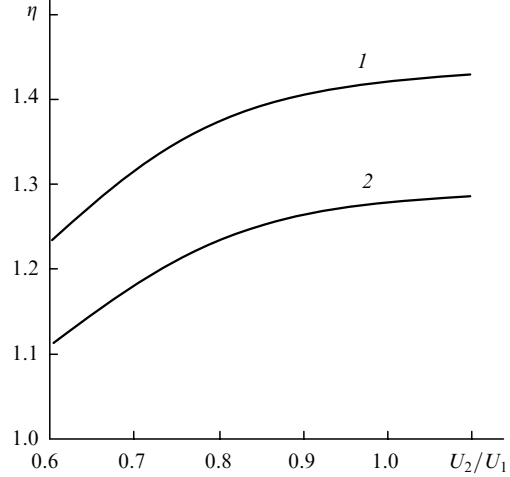


Рис.6. Зависимости дифракционной эффективности η от отношения плотностей энергии U_2/U_1 волн, запиывающих основную пропускающую решетку в активной среде, при нормированной плотности энергии фазуемых волн $U_3/U_s = 10^{-4}$ (1) и 10^{-3} (2).

вающих основную решетку, от 1 до 0.5 оказывает меньшее влияние на эффективность η , снижение которой в данном случае составляет менее 15 % (рис.6). При этом η практически нечувствительно к отношению плотностей энергии U_{32}/U_{31} фазуемых волн, различие которых компенсируется большим усилением излучения с меньшей энергией в активной среде. Повышенную чувствительность ЧВВ-фазирования к временной несинхронности распространения импульсов в каналах генерации при больших расстройках $\Delta\tau_p/\tau_p > 0.1$ можно объяснить с точки зрения интерференции волн с неравными амплитудами. Поскольку фазовая синхронизация излучения основана на принципах голографии реального времени, то при возникновении временного рассогласования импульсов мгновенные амплитуды волн, вступающих в ЧВВ, различаются тем сильнее, чем больше временной сдвиг импульсов. Это может приводить к падению контраста интерференционного поля и, как следствие, снижению дифракционной эффективности рассеяния. Поэтому временную несинхронность импульсов в первую очередь следует рассматривать как их амплитудное рассогласование, что необходимо учитывать в конкретных схемах лазеров с фазированием на голографических решетках усиления.

3. Двухканальные лазерные системы с фазовой синхронизацией излучения

В настоящей работе мы исследовали двухканальные ИАГ: Nd-системы. Оптические схемы лазеров с фазовой синхронизацией излучения на голографических решетках усиления показаны на рис.7. В каждой схеме первый и второй каналы генерации представляют собой идентичные петлевые голографические генераторы также на решетках усиления в активных элементах АЭ1 и АЭ2 соответственно. Невзаимный элемент НЭ обеспечивает генерацию на выходе лазерной системы. Оптическая связь между каналами осуществляется через светоделительное зеркало СЗ (линейная связь) и через общую голографическую решетку, записанную в активном элементе АЭ3 (нелинейная связь). В схеме на рис.7,а элемент АЭ3 является элементом, усиливающим рассеянные в АЭ1 и АЭ2 волны для возникновения обратной положитель-

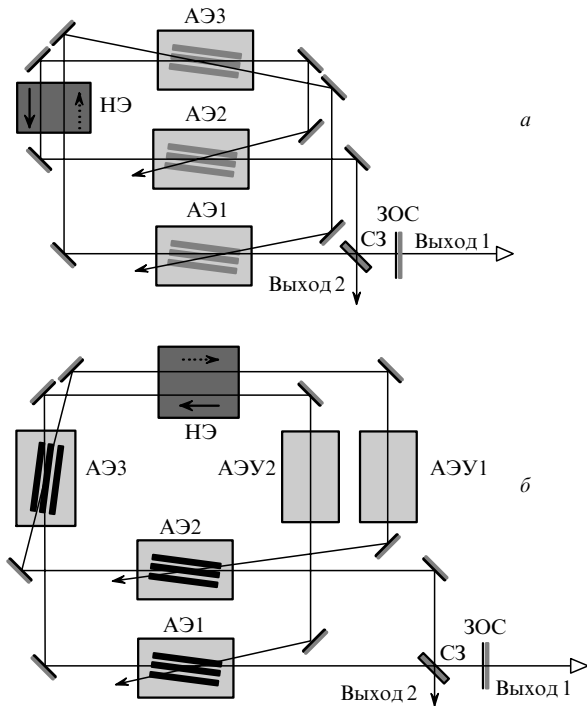


Рис.7. Оптические схемы лазеров с фазовой синхронизацией излучения на голографических решетках усиления: АЭ1, АЭ2 – активные элементы первого и второго каналов соответственно; АЭ3 – активный элемент межканальной нелинейной оптической связи; АЭУ1, АЭУ2 – дополнительные активные элементы-усилители; НЭ – не-взаимный элемент; СЗ – светоделительное зеркало; ЗОС – выходное зеркало обратной связи.

ной связи в тех же активных элементах. В схеме на рис.7,б для такого усиления кроме АЭ3 дополнительно используются активные элементы АЭУ1 и АЭУ2 в первом и втором каналах соответственно. Особенность лазерных систем заключается в возможности выводить часть излучения через АЭ1 и АЭ2 при управлении контрастом не-взаимного элемента НЭ и пропусканием T_{out} выходного зеркала обратной связи ЗОС для контроля режима генерации в фазированных каналах.

Для исследования режимов излучения лазерной системы и нахождения диапазона фазировки построим математическую модель динамики ее генерации. Предположим, что в каждом канале развивается собственная мода, а также происходит инжекция части излучения из одного канала в другой (подкачка «чужой» моды) через голографический (АЭ3) и делительный (СЗ) элементы нелинейной и линейной связи соответственно. Будем искать режим генерации сфазированного одночастотного излучения при селекции мод. В связи с этим можно не учитывать фазовые соотношения, ответственные за билингва, а рассматривать только межмодовое взаимодействие через инверсию населенности [31]. Возможность существования в каналах «чужой» частоты объясняется самоподстройкой к этой частоте длин динамических резонаторов [20], свойственной самоОВФ-лазерам на решетках усиления.

Рассмотрим сначала процесс генерации лазерной системы, схема которой представлена на рис.7,а. Из геометрии схемы следует, что линейная связь между каналами через делительное зеркало осуществляется только для записи голографических зеркал во всех активных элементах, поэтому в обоих каналах существуют решетки, за-

писанные волнами двух частот. Будем учитывать только вырожденное ЧВВ на пропускающих решетках, т.е. в каждом активном элементе существуют две пропускающие решетки, каждая из которых записана волнами со своей частотой. Допустим, что рассматриваемые моды близки к центральной и не различаются по усилению в спектральном контуре активной среды. Нелинейная голографическая связь каналов (через АЭ3) обуславливает существование в каждом канале не только волны с собственной частотой, но и волны с «чужой» частотой, инжектируемой из другого канала.

Таким образом, в каждом активном элементе взаимодействуют восемь волн: четыре волны с собственной частотой ω_1 первого канала и четыре волны с собственной частотой ω_2 второго канала. Так как мы учитываем взаимодействие только через инверсию населенности, то можно рассматривать модули медленно меняющихся амплитуд волн, вступающих в ЧВВ в активной среде. Тогда для каждого активного элемента систему уравнений (9) связанных волн можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{1n} &= a_n A_{1n} + b_{cn} A_{3n}, \\ \left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{2n} &= a_n A_{2n} + b_{cn} A_{4n}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{3n} &= a_n A_{3n} + b_{cn} A_{1n}, \\ \left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_a}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_{4n} &= a_n A_{4n} + b_{cn} A_{2n}, \end{aligned} \tag{23}$$

где $n = 1, 2$ – номер моды. Коэффициенты связи a_n и b_{cn} для системы уравнений (23) теперь будут определяться как

$$a_n = \alpha_0 \exp(-\sigma) I_0(g_{cn}), \tag{24}$$

$$b_{cn} = -\alpha_0 \exp(-\sigma) I_1(g_{cn}), \tag{25}$$

$$\sigma = U_s^{-1} \int_0^t \sum_n (A_{1n}^2 + A_{2n}^2 + A_{3n}^2 + A_{4n}^2) dt, \tag{26}$$

$$g_{cn} = U_s^{-1} \int_0^t 2(A_{1n} A_{3n} - A_{2n} A_{4n}) dt. \tag{27}$$

Система уравнений (23) описывает динамику генерации двухканальной лазерной системы с голографическими решетками (рис.1,а) с граничными условиями для элементов АЭ1, АЭ2

$$[A_{1n}^{AE1,2}(0, t)]^2 = [A_{4n,1n}^{AE1,2}(L_a, t - t_1)]^2 T_{NE}, \tag{28}$$

$$\begin{aligned} [A_{2n}^{AE1,2}(L_a, t)]^2 &= [A_{1n}^{AE3}(L_a, t - t_3) + A_{1n}^{AE2}(L_a, t - t_3)]^2 \\ &\times (1 - T_{out})/4, \end{aligned} \tag{29}$$

$$[A_{3n}^{AE1,2}(L_a, t)]^2 = [A_{3n,2n}^{AE3}(0, t - t_2)]^2, \tag{30}$$

$$[A_{4n}^{AE1,2}(0, t)]^2 = 0 \tag{31}$$

и для элемента АЭ3 межканальной связи

$$[A_{1n}^{AE3}(0, t)]^2 = [A_{4n}^{AE2}(L_a, t - t_2)]^2, \quad (32)$$

$$[A_{2n}^{AE3}(L_a, t)]^2 = [A_{2n}^{AE2}(0, t - t_1)]^2 t_{NE}, \quad (33)$$

$$[A_{3n}^{AE3}(L_a, t)]^2 = [A_{2n}^{AE1}(0, t - t_1)]^2 t_{NE}, \quad (34)$$

$$[A_{4n}^{AE3}(0, t)]^2 = [A_{4n}^{AE1}(L_a, t - t_2)]^2, \quad (35)$$

где T_{NE} и t_{NE} – пропускание невзаимного элемента НЭ в открытую и закрытую стороны соответственно; t_1 – время прохода от элемента АЭ3 до АЭ1 и АЭ2 по часовой стрелке; t_2 – время прохода от элементов АЭ1 и АЭ2 до АЭ3 против часовой стрелки; t_3 – время двойного прохода от элементов АЭ1 и АЭ2 до выходного зеркала.

Введем необходимые критерии оценки режима синхронизации излучения двухканального лазера. Автонастройку лазерной системы на одну частоту (критерий частотной синхронизации) будем оценивать с помощью функции F , описывающей отношение энергетических вкладов волн с различными частотами в результирующее излучение:

$$F = \frac{\int_0^t I_{21} dt}{\int_0^t (I_{21} + I_{22}) dt}, \quad (36)$$

где I_{mn} – интенсивность лазерного импульса m -го канала ($m = 1, 2$) n -й моды ($n = 1, 2$). В реальных многоканальных лазерных системах всегда существует различие каналов по усилению, если не приняты специальные меры для его устранения. Будем считать, что усиление в первом («сильном») канале незначительно превышает усиление во втором («слабом») канале, поэтому в (36) учитывается только интенсивность второго канала, т. к. первый можно считать задающим по отношению ко второму, а инжекция излучения из второго канала в первый несущественна. Функция частотной подстройки нормирована на единицу, т. е. при $F = 1$ происходит полная частотная синхронизация. Численное решение системы уравнений (23) показывает, что функция F может отличаться от единицы только при очень малой расстройке усиления в каналах лазера $\Delta\alpha \ll 10^{-10} \text{ см}^{-1}$, не превышающей погрешности вычислений. Это указывает на полную частотную самосинхронизацию излучения в предложенной схеме построения лазерной системы практически во всем реальном диапазоне изменения $\Delta\alpha$.

Полученный результат можно объяснить сильной дискриминацией волн в кольцевом резонаторе с помощью невзаимного элемента, приводящей к генерации бегущей волны [31]. При характерном для режима самомодуляции длинном линейном этапе развития генерации ($\sim 10^{-4}$ с) к моменту начала нелинейного этапа остается лишь одна частота, для которой усиление максимально, и за время накачки, сравнимое с длительностью линейного этапа, излучается одночастотный моноимпульс [10, 11].

На рис.8 представлены результаты численного моделирования, показывающие динамику развития такого моноимпульса в первом и втором каналах лазерной системы (рис.7,а) и дифракционной эффективности η голограмм в АЭ1 и АЭ2, при следующих входных параметрах: длине активной среды $L_a = 10$ см, начальном коэф-

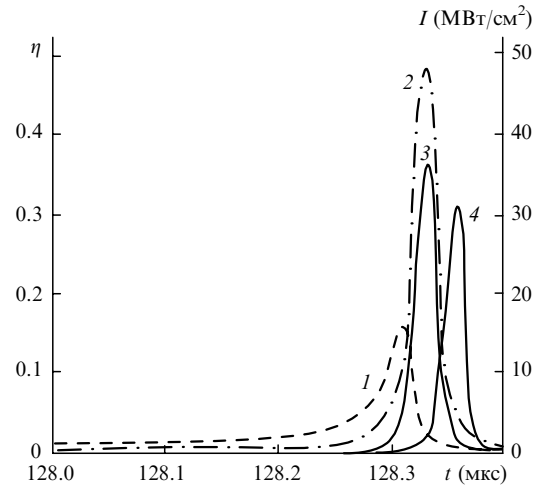


Рис.8. Расчетные диаграммы динамики генерации при расстройке усиления в каналах генерации $\Delta\alpha = 0.01 \text{ см}^{-1}$: дифракционные эффективности η голограмм в АЭ1 (1) и АЭ2 (2), а также интенсивности I одночастотного излучения в первом (3) и втором (4) каналах генерации.

фициенте усиления $\alpha_0 = 0.4 \text{ см}^{-1}$ элементов АЭ1 и АЭ3, расстройке усиления в каналах генерации $\Delta\alpha = 0.01 \text{ см}^{-1}$ (т. е. АЭ2 имеет начальный коэффициент усиления 0.39 см^{-1}), контрасте невзаимного элемента $K = T_{NE}/t_{NE} = 80$ ($T_{NE} = 0.8$, $t_{NE} = 0.01$), пропускании выходного зеркала $T_{out} = 0.9$ и длине резонатора 3 м. Из рис.8 видно, что каждый канал излучает одночастотный импульс, но в плоскости светоделительного зеркала, а следовательно и на выходе лазерной системы, импульсы оказываются сдвинутыми во времени относительно друг друга. Иначе говоря, при наличии даже такой малой расстройки $\Delta\alpha$ временная задержка между импульсами приводит к снижению выходных энергетических параметров лазерной системы.

Поскольку основным следствием временного сдвига импульсов является «ухудшение» соотношения амплитуд складываемых волн (см. рис.5), введем функцию амплитудной синхронизации (функцию перекрытия импульсов)

$$f = \frac{\int_0^t 2(I_{11}I_{21})^{1/2} dt}{\int_0^t (I_{11} + I_{21}) dt}, \quad (37)$$

описывающую площадь перекрытия одночастотных импульсов генерации каждого канала, падающих на светоделитель СЗ. Функция f нормирована на единицу, как и функция F . На рис.9,а показана расчетная зависимость функции f от расстройки усиления в каналах $\Delta\alpha$. Видно, что расстройка $\Delta\alpha_{0.5}$ по уровню 0.5 от максимума функции f равна 0.01 см^{-1} (что согласуется с рис.8). Полученный результат свидетельствует о том, что в данной схеме лазера амплитудная синхронизация импульсов обеспечивается выравниванием усиления в каналах, поскольку частотная синхронизация имеет место практически во всем диапазоне расстройки усиления. При этом амплитудная синхронизация легко контролируется по интерференционной картине в результате сложения двух пучков, поступающих со вспомогательных выходов (рис.7).

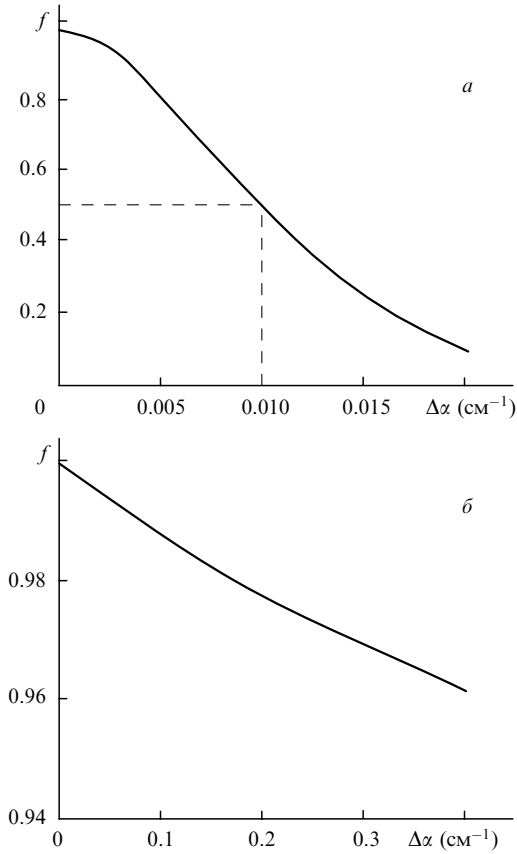


Рис.9. Зависимости функции амплитудной синхронизации f лазеров с голографическими элементами от расстройки усиления $\Delta\alpha$ в каналах генерации для схем, приведенных на рис.7,а (а) и 7,б (б).

Теперь для полной характеристики фазовой синхронизации лазерной системы можем ввести функцию (степень) фазировки Φ :

$$\Phi = \frac{U_{\text{out}} T_{\text{out}}^{-1}}{U_{\text{out1}} T_{\text{out}}^{-1} + U_{\text{out2}}} = Ff \cos \Delta\varphi, \quad (38)$$

$$U_{\text{out1}} = T_{\text{out}} \int_0^t [I_{11} + I_{21} + 2(I_{11}I_{21})^{1/2} F \cos \Delta\varphi] dt, \quad (39)$$

$$U_{\text{out2}} = T_{\text{out}} \int_0^t [I_{11} + I_{21} - 2(I_{11}I_{21})^{1/2} F \cos \Delta\varphi] dt, \quad (40)$$

где $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг. По существу, формула (38) описывает видность картины интерференции при сложении излучений двух каналов генерации по схеме интерферометра Майкельсона [21] на светоделителе СЗ, а значит, и фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, определяемый разностью длин ΔL каналов генерации. При этом, если $\Delta\varphi = 0$ (при равенстве длин каналов генерации), функция Φ фактически совпадает с функцией f . Определим максимальные выходные параметры двухканальной лазерной системы при компенсации разности длин каналов ($\Delta L = 0$) и различия их усиления ($\Delta\alpha = 0$). Если входные параметры расчета оставить прежними, то в результате численного решения получим следующие параметры импульса излучения на выходе 1 (рис.7,а): плотность энергии импульса $3.4U_s$, его максимальная интенсивность 93.61 МВт/см^2 , что в 3.5–4 раза больше соответствующих выходных параметров генерации каждого отдельного канала ($0.998U_s$, 24.38 МВт/см^2).

Практически важным является определение условий компенсации на голографических решетках сдвига фаз $\Delta\varphi$ фазируемых волн. Для определения этих условий воспользуемся системой уравнений связанных волн [32] для медленно меняющихся амплитуд считывающей волны A_2 и обращенной волны A_4 с учетом сдвига фазы $\Delta\varphi$ обращенной волны:

$$\begin{aligned} \frac{dA_2}{dz} &= aA_2 + b_\tau A_4, \\ \frac{dA_4}{dz} &= a \exp(i\Delta\varphi) A_4 + b_\tau A_2, \end{aligned} \quad (41)$$

где a и b_τ считаем постоянными коэффициентами, которые можно задать по формулам (19), (20) через плотность энергии волн, взаимодействующих в активной среде. Аналитическое решение данной системы приводит к периодической (период 2π) зависимости дифракционной эффективности η от сдвига фазы $\Delta\varphi$ обращенной волны A_4 :

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2b_\tau^2 \exp(AL_a)}{(X^2 + Y^2)^{1/2}} \left\{ \cosh \left[L_a \left(\frac{(X^2 + Y^2)^{1/2} + Y}{2} \right)^{1/2} \right] \right. \\ &\quad \left. - \cos \left[L_a \left(\frac{(X^2 + Y^2)^{1/2} - Y}{2} \right)^{1/2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (42)$$

$$A = a(\cos \Delta\varphi + 1), \quad (43)$$

$$X = 2a^2 \sin \Delta\varphi (\cos \Delta\varphi - 1), \quad (44)$$

$$Y = 2a^2 \cos \Delta\varphi (\cos \Delta\varphi - 1) + 4b_\tau^2. \quad (45)$$

Численное решение системы (41), учитывающее изменение коэффициентов a и b_τ по длине активной среды при насыщении усиления, показывает справедливость выражения (42) при плотности энергии поля, создаваемого волнами в активной среде, более $10^{-8}U_s$. Если $\Delta\varphi = 0$, решение (42) дает максимальную дифракционную эффективность

$$\eta_0 = \exp(2aL_a) \sinh^2(b_\tau L_a), \quad (46)$$

тогда выражение (42) имеет вид

$$\eta = \eta_0 f(\Delta\varphi) \quad (47)$$

и описывает изменение дифракционной эффективности при ОВФ на пропускающей решетке усиления. Зависимости η/η_0 от сдвига фазы $\Delta\varphi$ обрабатываемой волны представлены на рис.10 для нескольких суммарных плотностей энергии импульсов, поступающих в активную среду. Полученные зависимости показывают следующее. Если обрабатываемые волны вступают в ЧВВ без сдвига фаз ($\Delta\varphi = 0$), дифракционная эффективность вначале максимальна ($\eta/\eta_0 = 1$) при любой интенсивности волн накачки, записывающих решетку. Однако на светоделительном зеркале волны первого и второго каналов с амплитудами A_{ch1} и A_{ch2} складываются со сдвигом фаз $\Delta\varphi$, и результирующая волна с амплитудой A_{sum} будет иметь сдвиг фазы $\Delta\varphi_{\text{sum}}$:

$$\begin{aligned} &|A_{\text{ch1}}| \sin(kz) + |A_{\text{ch2}}| \sin(kz + \Delta\varphi) \\ &= |A_{\text{sum}}| \sin(kz + \Delta\varphi_{\text{sum}}), \end{aligned} \quad (48)$$

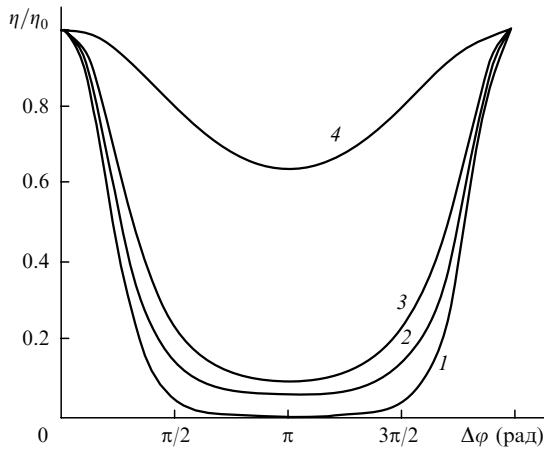


Рис. 10. Зависимости дифракционной эффективности η голограммы от сдвига фазы $\Delta\varphi$ обратной волны при $U/U_s = 10^{-10}$ (1), 10^{-5} (2), 10^{-1} (3) и 1 (4).

$$|A_{\text{sum}}| = (|A_{\text{ch1}}|^2 + |A_{\text{ch2}}|^2 + 2|A_{\text{ch1}}||A_{\text{ch2}}|\cos\Delta\varphi)^{1/2}, \quad (49)$$

$$\Delta\varphi_{\text{sum}} = \arctan \frac{|A_{\text{ch2}}|\sin\Delta\varphi}{|A_{\text{ch1}}| + |A_{\text{ch2}}|\cos\Delta\varphi}, \quad (50)$$

где k – волновое число. С каждым новым проходом сдвиг фаз будет увеличиваться и волна обратной связи, возникающая при отражении от выходного зеркала и затем поступающая в каналы генерации для записи решеток, будет иметь изменяющуюся фазу. Поскольку фаза волн, записывающих решетку, зависит от изменения амплитуд согласно формуле (50), то это приведет к динамическому сдвигу записываемых решеток усиления и падению дифракционной эффективности ОВФ. В результате волны, первоначально записывающие решетки в максимуме дифракции без компенсации сдвига фаз, будут затухать.

Этого не происходит только с волнами, дифрагирующими в голографическом элементе АЭЗ с дифракционной эффективностью, меньшей максимальной ($\eta/\eta_0 < 1$), для которых при ЧВВ согласно (42) сдвиг фазы $\Delta\varphi = k\Delta L$. В плоскости светоделительного зеркала эти волны будут складываться с компенсацией сдвига фаз, и излучение обратной связи (излучение, отраженное от ЗОС и затем разделенное зеркалом СЗ) будет поддерживать локализацию решеток в активных элементах. Критическое значение ΔL можно найти, считая, что при малых амплитудах голограммы $\sinh^2(b_\tau L_a) \approx (b_\tau L_a)^2$ и коэффициент b_τ голограммы в максимуме дифракции прямо пропорционален $\eta_0^{1/2}$. Тогда для элемента голографической межканальной связи отклонение от максимума дифракции ($\eta_0 \rightarrow \eta$) можно учесть по формуле (47) корректировкой коэффициента b_τ (который теперь пропорционален $\eta^{1/2}$) с помощью множителя $[f(\Delta\varphi)]^{1/2} = (\eta/\eta_0)^{1/2}$. Этот множитель может рассматриваться как видимость интерференционной картины волн записи, т. е. изменение дифракционной эффективности из-за дефазировки определяется без учета мнимого члена в системе (41). Модифицированная таким образом математическая модель приводит к расчетной зависимости функции фазировки Φ от разности длин каналов генерации ΔL , представленной на рис. 11. Видно, что максимальное уменьшение функции фазировки происходит при $\Delta L = (2N + 1)\lambda/2$, где λ – длина волны, N – целое число.

Рассмотрим возможность оптимизации лазерной сис-

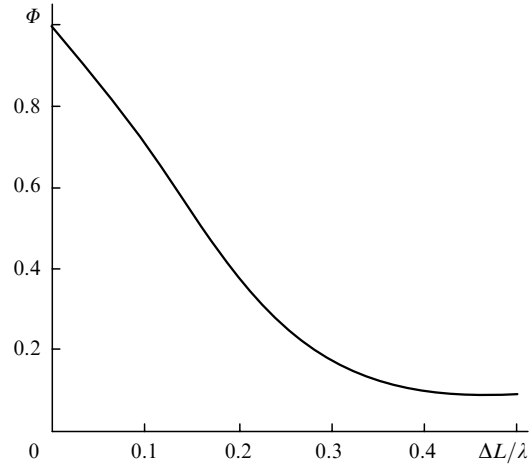


Рис. 11. Зависимость функции фазировки Φ от разности оптических длин каналов генерации ΔL .

темы (рис. 7, а). Приведенная на рис. 9, а зависимость функции амплитудной синхронизации f от расстройки усиления $\Delta\alpha$ свидетельствует о необходимости точной относительной подстройки усиления в каналах генерации в схеме на рис. 7, а. Это объясняется тем, что более «сильный» канал может снять инверсию в активном элементе АЭЗ межканальной связи раньше, чем возникнет данная связь и произойдет генерация в «слабом» канале. Последнее обусловлено тем, что интенсивности волн записи голограммы в АЭЗ всегда меньше соответствующих интенсивностей волн записи голограмм в АЭ1 и АЭ2 из-за дополнительного усиления этих волн в АЭЗ. Однако этого можно избежать, несколько изменив схему. Так, если элемент АЭЗ межканальной связи расположить перед НЭ, то интенсивности волн записи в АЭЗ благодаря дополнительному усилению в АЭ1 и АЭ2 будут больше интенсивностей волн записи в АЭ1 и АЭ2. При этом эффективный дифракционный обмен между каналами лазерной системы будет происходить еще до начала генерации. Тем не менее эффективность генерации каналов при этом низка из-за преждевременного снятия инверсии в АЭЗ. Вот почему в новой схеме лазерной системы желательно использовать еще два усилительных элемента АЭУ1 и АЭУ2, сохраняющих инверсию до начала нелинейного этапа генерации и занимающих положение, которое ранее занимал элемент АЭЗ.

На рис. 7, б представлена оптимизированная схема лазера. На рис. 9, б показана расчетная зависимость функции синхронизации f от расстройки усиления $\Delta\alpha$ для новой схемы лазера при тех же, что и для первой схемы, параметрах внутривибрационных элементов. Видно, что изменение функции настолько мало, что даже при отсутствии усилителя АЭУ2 ($\Delta\alpha = 0.4 \text{ см}^{-1}$) функция f остается близкой к единице.

4. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились на базе ИАГ: Nd-лазера с активным элементом размером $\varnothing 6.3 \times 100$ мм с коэффициентом G_0 однопроходного усиления слабого сигнала до 60. Оптическая накачка осуществлялась двумя синхронизованными блоками питания типа ГДН-13, каждый из которых имеет четыре канала. Это позволяло управлять усилением одного из активных элементов относительно других путем варьирования

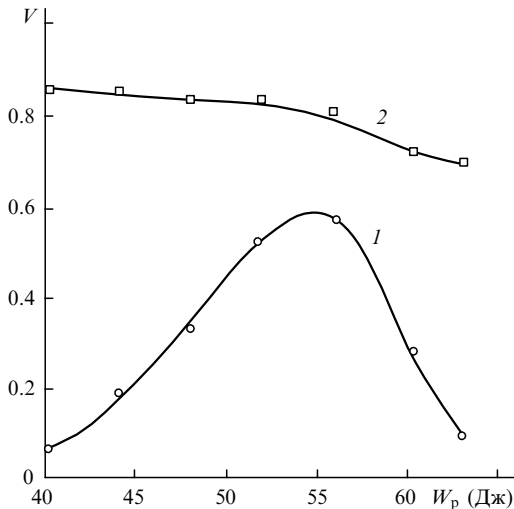


Рис.12. Зависимости видности V картины интерференции излучения каналов генерации от энергии W_p накачки элемента АЭ2 при фиксированной энергии накачки (63 Дж) остальных активных элементов для схем на рис.7,а (1) и 7,б (2).

энергии накачки. Длительность импульса накачки составляла 250 мкс, а его максимальная энергия – 63 Дж на один квантрон. В схеме также использовались два не-взаимных элемента с контрастом около 80 кадров на основе двух поляризаторов, пластинок $\lambda/2$ и вращателя Фарадея, что конструктивно увеличивало длину резонатора до 3 м в схеме на рис.7,а и до 4 м – в схеме на рис.7,б.

Первоначально мы исследовали схему на рис.7,а. Фазовую синхронизацию каналов генерации между собой оценивали по интерференции пучков излучения со вспомогательных выходов схемы. На рис.12 (кривая 1) представлена зависимость видности интерференционной картины от изменения энергии накачки элемента АЭ2 при фиксированной энергии накачки (63 Дж) остальных активных элементов. Частоту следования импульсов накачки устанавливали равной 5 Гц. Видность интерференционной картины определяли с помощью ССD-камеры. Из рис.12 видно, что интерференция наблюдалась при изменении энергии накачки элемента АЭ2 в диапазоне 48–61 Дж. Наибольшая видность составила 0.56. При этом качество пучка каждого отдельного канала было высоким благодаря самоОВФ, в связи с чем установка внутрирезонаторной диафрагмы не повышала видности картины интерференции. На рис.13 представлена фотография выходного пучка, на которой видно близкое к гауссову поперечное распределение интенсивности.

Измерение зависимости коэффициента усиления G_0 элемента АЭ2 от энергии накачки показало, что диапазон энергий 48–61 Дж, в котором наблюдалась интерференция, соответствует диапазон коэффициентов $G_0 = 44 – 52$, т. е. изменение коэффициента усиления в 1.18 раза. Это хорошо согласуется с теоретически полученным значением (см. рис.9,а) удвоенной расстройки усиления $2\Delta\alpha_{0.5}$ (при этом $\exp(2\Delta\alpha_{0.5}L_a) = 1.22$) по полувысоте функции синхронизации f .

Временную синхронизацию выходных импульсов излучения фиксировали с помощью лавинных фотодиодов ЛФД-2А и двухлучевого запоминающего осциллографа С8-14. Накачка осуществлялась импульсами с энергией 63 Дж для АЭ1, АЭ3 и 56 Дж – для АЭ2. Исследование временной картины показало наличие малого относительного сдвига во времени выходных лазерных импуль-

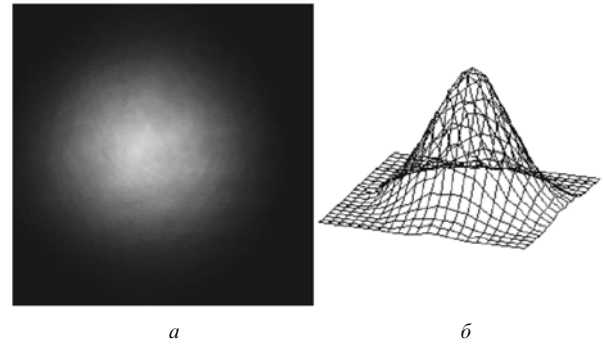


Рис.13. Форма (а) и распределение интенсивности (б) выходного лазерного пучка.

сов, изменяющегося от импульса к импульсу накачки. В среднем данный сдвиг импульсов не превышал 12 нс, что в 1.6 раза меньше длительности самих лазерных импульсов (20 нс). Поэтому невысокую видность картины интерференции можно объяснить неполным временным перекрытием лазерных импульсов. Так, если принять, что импульсы излучения имеют гауссову форму, то функция перекрытия импульсов (см. (37)) $f = 0.6$, что близко к полученной максимальной видности картины интерференции.

При указанной энергии накачки энергия моноимпульсов составила 211 мДж на выходе 1 и 104 мДж на выходе 2, а их пиковая мощность – 10.5 и 5.2 МВт соответственно. Таким образом, суммарная плотность энергии (при диаметре выходного пучка 4.05 мм) на выходах 1 и 2 лазерной системы достигала $4.5U_s$, что примерно в 1.1 раза выше удвоенной суммарной плотности энергии импульсов каждого канала в отдельности на этих выходах. При этом потери энергии на вспомогательных выходах были на порядок меньше, чем на основном выходе 1.

По измеренным энергетическим параметрам мы оценили степень фазировки лазера с помощью функции фазировки Φ (см. (38)). Поскольку энергия импульсов на выходе 1 (соответствует интерференционному максимуму) была примерно в два раза выше, чем на выходе 2 (интерференционный минимум), то $\Phi = 0.67$. Различие функции Φ и видности V интерференционной картины (или функции f) свидетельствует о существовании некоторого фазового сдвига $\Delta\varphi$ между фазируемыми на выходе волнами. Тогда, принимая $F = 1$, из формулы (38) получаем нескомпенсированную разность фаз $\Delta\varphi = \arccos(\Phi/f) = 0.31\pi$, что соответствует $\Delta L = 0.15\lambda$. Мы полагаем, что неполная компенсации сдвига фаз вызвана недостаточной голографической связью между каналами. Это может быть обусловлено тем, что по мере развития генерации рост дифракционной эффективности голограмм в элементе АЭ3 отстает от роста эффективности голограмм в АЭ1 и АЭ2, образующих петлевые резонаторы из-за ослабления невзаимным элементом волн записи в АЭ3.

Увеличение нелинейной связи между каналами можно осуществить в лазерной системе, собранной по схеме рис.7,б. В ней мы увеличили число невзаимных элементов до двух (общий контраст $80^2 = 6400$), поскольку в схеме использованы дополнительные усилители. На рис.12 (кривая 2) представлена зависимость видности картины интерференции волн излучения со вспомогательных выходов от изменения энергии накачки элемента АЭ2 при постоянной энергии накачки (63 Дж) остальных актив-

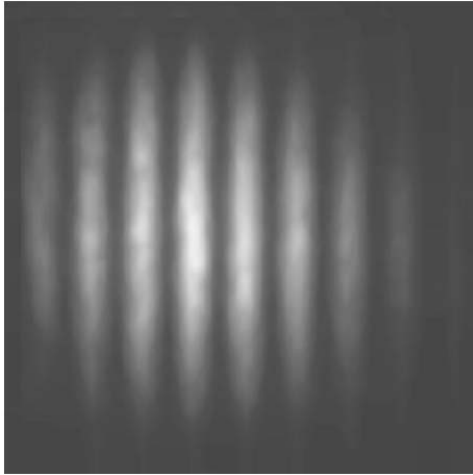


Рис.14. Интерференционное поле выходного излучения каналов генерации.

ных элементов, а на рис.14 показана фотография интерференционной картины. Из рис.12 следует, что видность картины интерференции $V = 0.89$ и практически не зависит от энергии накачки АЭ2, что согласуется с расчетом. Незначительное снижение видности с 0.89 до 0.7 скорее всего связано с небольшим ухудшением качества выходных пучков при повышении энергии накачки из-за увеличения числа активных элементов в схеме и, следовательно, роста внутррезонаторных искажений. На это указывает то, что видность картины интерференции при энергии накачки элемента АЭ2, равной 63 Дж, удалось повысить введением диафрагмы. На рис.15 показана зависимость видности картины интерференции от диаметра внутррезонаторной диафрагмы, откуда видно, что для увеличения видности до исходного значения 0.89 достаточно использовать диафрагму $\varnothing 3.5$ мм, что уменьшает апертуру пучка всего на 13 % по сравнению с предыдущей схемой (см. рис.7,а).

При поиске сфазированного режима генерации мы не выравнивали точно оптические длины генерационных каналов лазера, как это обычно принято (см., напр., [33]), а добивались того, чтобы их разность ΔL была кратна $\lambda/2$, путем изменения угла схождения пучков в АЭ2. В нашей установке поворот зеркала на 1° соответствовал измене-

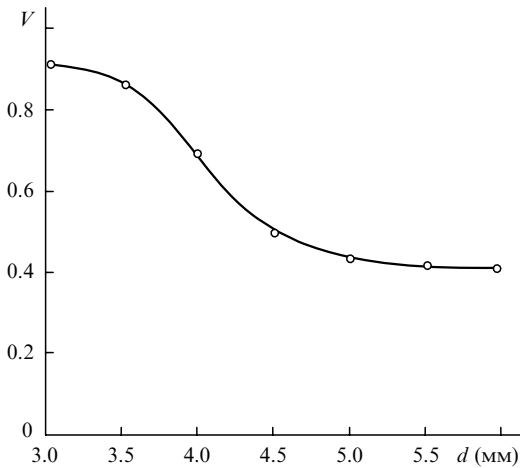


Рис.15. Зависимость видности V картины интерференции выходного излучения каналов генерации от диаметра внутррезонаторной диафрагмы d .

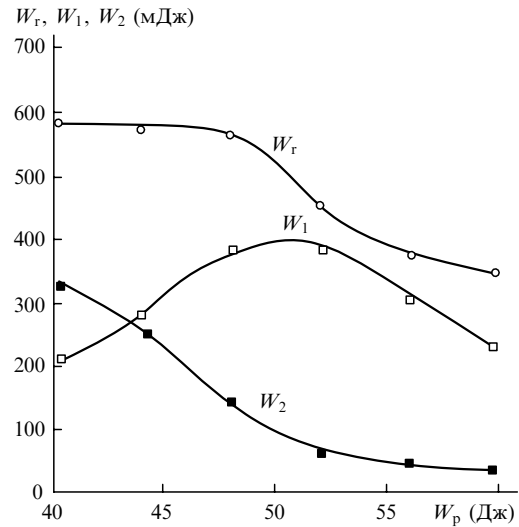


Рис.16. Зависимости суммарной энергии W_T импульса излучения на выходах 1 и 2, а также энергий импульса излучения W_1 и W_2 соответственно на выходах 1 и 2 лазерной системы (схема на рис.7,б) от энергии W_p импульсов накачки АЭ3 при фиксированной энергии (63 Дж) импульсов накачки остальных активных элементов.

нию ΔL примерно на 0.1 мкм. Одновременно мы изменяли энергию накачки элемента АЭ3 при фиксированной энергии накачки остальных активных элементов, равной 63 Дж.

На рис.16 представлены зависимости суммарной выходной энергии импульсов излучения лазера, а также энергии импульсов на каждом из выходов 1 и 2 от энергии накачки элемента АЭ3. Из приведенных данных следует, что сфазированный режим генерации соответствует энергии накачки элемента АЭ3, равной 44–56 Дж, при которой $G_0 = 40 - 54$. При этом на выходе 1 получены моноимпульсы сфазированного одномодового излучения с энергией 370 мДж, длительностью 25 нс и пиковой мощностью 14.8 МВт, что в 3.4 раза больше пиковой мощности каждого из двух каналов генерации. Это согласуется с расчетными значениями (погрешность не более 16 %), найденными численным решением системы уравнений (23) при учете экспериментального значения видности картины интерференции ($V = 0.89$). На выходе 2 энергия импульса излучения не превышала 58 мДж. Следовательно, степень фазировки лазера Φ , собранного по схеме рис.7,б, составила 0.87, а нескомпенсированная часть фазы $\Delta\varphi = 0.19\pi$, что соответствует $\Delta L = 0.09\lambda$.

Существование диапазона фазировки излучений каналов лазерной системы, определяемого коэффициентом G_0 усиления слабого сигнала элемента АЭ3 голографической связи, обусловлено следующим. Поскольку усиление элемента АЭ3 характеризует непосредственно дифракционную связь генераторов, то при $G_0 < 40$ низкая степень фазировки согласно расчетам по формулам (9) связана с малой дифракционной эффективностью голографических решеток. Вследствие этого компенсация сдвига фаз еще малоэффективна и энергетические параметры выходного излучения невысоки. При $G_0 > 40$ дифракционная эффективность становится больше единицы. Это значительно улучшает дифракционную связь между генерационными каналами лазерной системы, повышает компенсацию сдвига фаз между волнами при их попутном сложении в плоскости светоделительного зеркала и увеличивает энергию импульсов выходного излучения

при росте G_0 вплоть до $G_0 = 54$. Дальнейший рост усиления слабого сигнала в элементе АЭЗ ($G_0 > 54$) приводит к увеличению интенсивности излучения, сфазированного в нем и далее усиленного элементами АЭУ1 и АЭУ2 (при фиксированном значении контраста НЭ около $80^2 = 6400$). Вследствие этого возрастает различие в интенсивностях волн, записывающих голографические решетки в АЭ1 и АЭ2, что снижает дифракционную эффективность решеток и незначительно уменьшает энергию импульсов выходного излучения лазерной системы. При этом сдвиг фаз практически остается неизменным ($\Delta\varphi = \text{const}$), что указывает на самоподстройку лазерной системы к сфазированному режиму генерации.

5. Заключение

Выполненные в работе теоретические и экспериментальные исследования двухканальных лазерных систем с параллельной связью петлевых самоОВФ-генераторов показывают принципиальную возможность фазовой самосинхронизации указанных генераторов при ЧВВ на пропускающих решетках усиления, записываемых непосредственно в активной лазерной среде. Параметр качества излучения M^2 для параллельной системы близок к единице при мощности выходных импульсов порядка мегаватт. При этом пространственная яркость излучения превышает 2×10^{14} Вт·см⁻²·ср⁻¹. Фазовая синхронизация параллельных лазерных каналов рассмотренных лазеров не требует применения дополнительных нелинейных сред, а также источников внешней лазерной накачки нелинейного процесса. В связи с этим предложенный метод самофазировки лазерных генераторов при низкочастотном самоОВФ в активных средах лазеров представляется перспективным для создания мощных многоканальных лазерных систем с параллельным соединением генераторов, что существенно расширяет возможности использования твердотельных лазеров для решения различных прикладных задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами SFR 974143, ISTC-EOARD (№ 2022 P) и Федеральной целевой программой «Интеграция» (контракт № И0836).

- Tomita A. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 463 (1979).
- Беренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В. и др. *Оптика и спектроскопия*, **65**, 506 (1988).
- Бельдогин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
- Brignon A., Feugnet G., Hujgnard J.-P., et al. *Opt. Lett.*, **20**, 548 (1995).
- Syed K.S., Crofts G.J., Green R.P.M., et al. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **14**, 2067 (1997).
- Antipov O.L., Belyaev S.I., Kuzhelev A.S., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3267**, 181 (1998).
- Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **27**, 145 (1999).
- Brignon A., Hujgnard J.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2203 (1994).
- Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
- Green R.P.M., Udaiyan D., Crofts G.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3533 (1996).
- Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 465 (1998).
- Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3267**, 199 (1998).
- Пашинин П.П., Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **25**, 727 (1998).
- Fedin A.V., Gavrilov A.V., Basiev T.T., et al. *Laser Phys.*, **9**, 433 (1999).
- Федин А.В., Рулев А.В., Басиев Т.Т. *Письма в ЖТФ*, **26**, 79 (2000).
- Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 214 (2000).
- Fedin A.V., Kyalbieva S.A., Gavrilov A.V., Smetanin S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4644**, 312 (2001).
- Basiev T.T., Fedin A.V., Osiko V.V., et al. *Laser Phys.*, **11**, 807 (2001).
- Antipov O.L., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 716 (2001).
- Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
- Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **28**, 215 (1978).
- Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. *ЖЭТФ*, **79**, 1678 (1980).
- Басиев Т.Т., Кравец А.Н., Осико В.В., Прохоров А.М. Патент РФ № 2095899 (1997).
- Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
- Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990).
- Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
- Tei K., Niwa Y., Kato M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 627 (1999).
- Баранов В.Ю., Дядькин А.П., Лиханский В.В. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 2335 (1988).
- Gaeta C.J., Lind R.C., Brown W.P., Giuliano C.R. *Opt. Lett.*, **13**, 1094 (1988).
- Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами*. Под ред. В.А.Диткина, Л.М.Кармазиной (М.: Наука, 1979).
- Ханин Я.И. *Динамика квантовых генераторов* (М.: Сов. радио, 1975).
- Kogelnik H. *Bell Syst. Techn. J.*, **48**, 2909 (1969).
- Bowers M.W., Boyd R.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 634 (1998).