

Исследование дифракционно-связанной генерации излучения в наборе лазеров с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами на решетках усиления при близкодействующей связи

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

Разработаны компактные схемы многоканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью и повышенным КПД одномодовой генерации, предназначенные для лазерных сред с низким усилением, генерирующих не только на основном, но и на неосновных лазерных переходах кристалла ИАГ: Nd. С помощью численного моделирования показано, что максимально возможное число лазерных каналов может быть увеличено путем выравнивания их параметров. Экспериментально показана возможность фазовой синхронизации двух петлевых ИАГ: Nd-лазеров без взаимного элемента с КПД одномодовой свободной генерации до 0.64% при контрасте интерференционной картины выходных пучков излучения более 0.5.

Ключевые слова: близкодействующая связь, многоканальная лазерная система, фазовая синхронизация, контраст интерференционной картины.

1. Введение

В работах [1–3] нами исследованы голографические лазерные системы с дальнедействующей связью самонакачивающихся ОВФ-резонаторов на решетках усиления. При дальнедействующей связи в многоканальной голографической лазерной системе канал с наибольшим усилением управляет генерацией излучения в остальных каналах, поэтому все управляемые лазеры синхронизируются даже при больших расстройках усиления и любом числе лазеров. Однако дальнедействующая связь N лазеров осуществляется при смещении излучения всех лазерных каналов в одном общем активном элементе, поэтому интенсивность излучения в нем может достигать N^2I , где I – интенсивность одного канала. Следовательно, увеличение числа лазерных каналов многоканальной голографической лазерной системы с дальнедействующей связью ограничено порогом разрушения общего активного элемента, осуществляющего межканальную связь.

Целью данной работы является поиск метода создания мощных твердотельных многоканальных голографических лазерных систем с большим числом каналов и высокой эффективностью их одномодовой генерации при снятии ограничений, связанных с порогом лучевой стойкости лазерных элементов, что может быть реализовано при близкодействующей связи каналов (связи соседних каналов друг с другом) [4].

Т.Т.Басиев, В.В.Осико. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: basiev@lst.gpi.ru

А.В.Гаврилов, С.Н.Сметанин, А.В.Федин. Ковровская государственная технологическая академия им. В.А.Дегтярева, Россия, Владимирская обл., 601910 Ковров, ул. Маяковского, 19; e-mail: ssmetaniin@bk.ru

Поступила в редакцию 21 апреля 2008 г.

2. Схемы многоканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью на решетках усиления

В одномерной цепочке лазеров каждый лазер связан с двумя соседними. При этом если крайние лазеры связать друг с другом, то получаем связь типа «кольцо», иначе – связь типа «линейка» лазеров [5]. В последнем случае крайние лазеры связаны только с одним соседним лазером, что затрудняет использование стандартных элементов связи. В нашем случае это активные лазерные элементы, в которых осуществляется четырехволновое смешение. Поэтому мы будем рассматривать объединение лазеров типа «кольцо».

Главным достоинством близкодействующей связи в многоканальных лазерных системах является снятие ограничений, связанных с порогом лучевой стойкости лазерных элементов. При увеличении числа каналов N имеем не один элемент межканальной связи, как в случае дальнедействующей связи [2, 3], а N элементов связи, в каждом из которых взаимодействуют только четыре волны при любом числе каналов. При этом можно повышать концентрацию энергии в каждом из каналов до предела стойкости его оптических элементов, а увеличение числа каналов не имеет ограничений по стойкости в случае раздельного вывода излучения из многоканальной системы.

Исследование возможности применения в многоканальных лазерных системах петлевых лазеров с высоким КПД одномодовой генерации актуально при использовании лазерных сред с низким усилением, генерирующих в новых перспективных спектральных диапазонах, например на длинах волн 1.32–1.5 мкм неосновных лазерных переходов кристалла ИАГ: Nd.

Как показали наши исследования [6–10], наибольшим КПД одномодовой генерации обладают гологра-

фические Nd : ИАГ-, Nd : ГГГ- и Nd : АИ-лазеры, собранные по петлевым схемам, не содержащим невязимного элемента. При этом нами были получены КПД свободной одномодовой генерации свыше 1.2 % [6–8] для Nd : ИАГ-лазера, имеющего два активных элемента (АЭ), в каждом из которых осуществляется вырожденное четырехволновое смешение (ВЧВС). Для сравнения отметим, что КПД одномодовых петлевых Nd : ИАГ-лазеров с невязимным элементом, которые мы использовали для реализации дальнедействующей связи, не превышал 0.2 % [1–3, 11].

Принципиальные схемы многоканальной голографической лазерной системы без невязимного элемента с близкодействующей связью приведены на рис.1. На рис.1,*а* представлена схема многоканальной системы на базе разработанного нами ранее лазера [6, 12] с повышенным КПД одномодовой генерации, в каждом канале которой имеется по два АЭ, в одном из которых осуществляется обратная ВЧВС-связь для образования петлевого резонатора, а в другом – межканальная ВЧВС-связь соседних петлевых резонаторов. На рис.1,*б* показана схема упрощенного варианта многоканальной голографической системы с наименьшим числом АЭ, в каждом из которых реализуются сразу две ВЧВС-связи – обратная связь для образования резонатора и межканальная связь резонаторов. Ожидается, что КПД одномодовой генерации данной системы будет ниже, чем системы, схема которой показана на рис.1,*а*.

Необходимо отметить, что в представленных схемах предусмотрен линейный обмен излучением на опорном зеркале ОЗ (рис.1) путем соосного сложения излучений

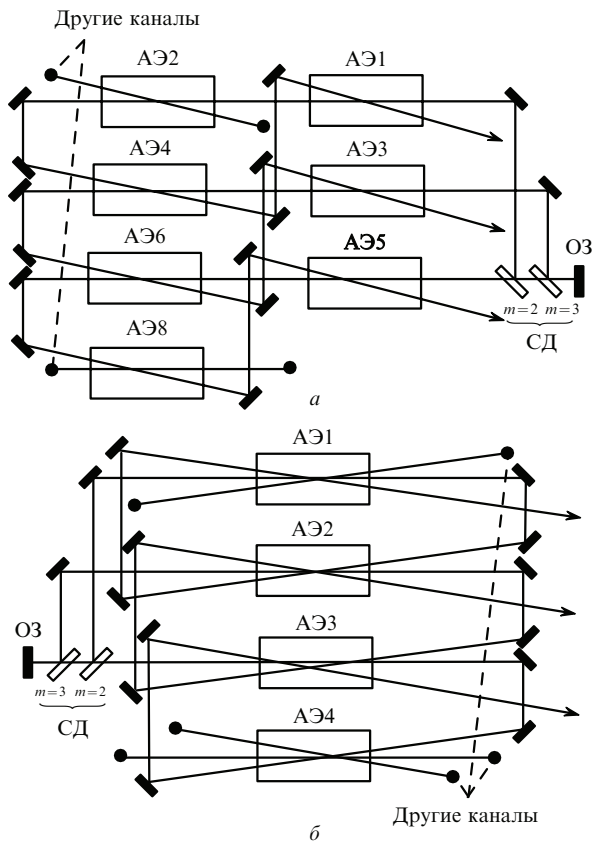


Рис.1. Принципиальные схемы многоканальных голографических лазерных систем с близкодействующей связью и большим числом АЭ: ОЗ – опорное зеркало; СД – светоделители с коэффициентами отражения $R_m = 1/m$.

каждого лазерного канала с помощью светоделителей с коэффициентами отражения $R_m = 1/m$, где m – номер лазерного канала [3].

3. Математическая модель кинетики дифракционно-связанной лазерной генерации многоканальной лазерной системы

Построим математическую модель кинетики дифракционно-связанной генерации лазерной системы с близкодействующей связью. Если при дальнедействующей связи основные закономерности фазовой синхронизации каналов в многоканальной голографической лазерной системе были нами выяснены даже при малом числе каналов (достаточно трех каналов) [3], то при близкодействующей связи типа «кольцо» необходимо учитывать более трех лазерных каналов и соответственно увеличивать размерность модели. Это обусловлено тем, что если имеется менее четырех каналов, каждый из которых связан с двумя соседними, то получаем связь каждого канала с каждым, т. е. дальнедействующую связь лазеров, хотя и организованную по типу «кольцо».

Следовательно, необходимо увеличивать число лазерных каналов для изучения их близкодействующей голографической связи. При этом мы исследуем условия синхронизации лазерных каналов генерации, для чего вносим в них расстройку усиления – чем больше порядковый номер канала, тем меньше его усиление. Первый лазерный канал является управляющим, с ним непосредственно связаны два соседних управляемых канала. Остальные управляемые каналы не связаны непосредственно с управляющим (первым) каналом, поэтому именно для них адекватно описывается близкодействующая связь в лазерной системе. Закономерности этой связи проявляются, когда число управляемых каналов, не связанных непосредственно с управляющим каналом, больше числа управляемых каналов (их два), непосредственно связанных с ним.

Таким образом, для исследования близкодействующей связи число лазерных каналов в лазерной системе должно быть не менее шести: один управляющий канал, два соседних управляемых канала и еще три управляемых канала, непосредственно не связанных с управляющим каналом.

Модель с большим числом степеней свободы требует упрощения уравнений лазерной генерации для удобства анализа исследуемых процессов и исключения факторов неустойчивости модели, не связанных с объектом исследования – близкодействующей голографической связью. Наиболее упрощенной является точечная модель лазера – уравнения Статца – Де Марса [13]. В этой модели пространство внутри лазера (лазерного резонатора, полностью заполненного активной средой) сведено в точку, поэтому математическая модель представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Недостатки такой простейшей модели в нашем случае заключаются в том, что, во-первых, конфигурация резонатора является определяющей, а во-вторых, конструктивно длина петлевого резонатора обычно значительно превышает длину АЭ. Поэтому для нас актуально приближение точечной активной среды (пространство, занимаемое АЭ, сведено в точку). При распространении плоских волн в свободном пространстве резонатора волновое уравнение переноса для амплитуды волны A записывается так:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + v^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

т. е. амплитуда A (и интенсивность $I \sim |A|^2$) волны не изменяется при распространении по пустому резонатору лазера, и вместо координаты пустого резонатора можно использовать время $t = z/v$ прохождения светом расстояния z со скоростью v . В этом случае волновое уравнение для интенсивности i -й волны в свободном пространстве приводится к следующему виду (в обыкновенных производных):

$$\frac{dI_i}{dt} = 0. \quad (2)$$

Рассмотрим параметры точечной активной среды при условии, что в ней происходит ВЧВС (учитываем только пропускающую решетку усиления). Тогда материальное скоростное уравнение для коэффициента усиления α , соответствующее средней интенсивности в среде, будет иметь вид

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{U_s} \alpha + \frac{\alpha_0 - \alpha}{T_1}, \quad (3)$$

где α_0 – максимальный коэффициент усиления в отсутствие лазерного излучения, определяемый накачкой (параметр накачки); U_s – плотность энергии насыщения; T_1 – время продольной релаксации; I_i – интенсивность волны, вступающей в четырехволновое взаимодействие в активной среде ($i = 1 - 4$). Для коэффициента усиления α_m , соответствующего интенсивности в максимуме интерференции в среде, имеем выражение

$$\frac{d\alpha_m}{dt} = -\frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + 2\sqrt{I_2 I_3 - I_1 I_4}}{U_s} \alpha_m + \frac{\alpha_0 - \alpha_m}{T_1}. \quad (4)$$

Теперь запишем выражения для точечных параметров активной среды – однопроходного усиления в АЭ G и дифракционной эффективности [14] пропускающей решетки усиления в АЭ η – в виде

$$G = e^{\alpha L}, \quad (5)$$

$$\eta = G \sinh^2 \left(\frac{\alpha - \alpha_m}{4} L \right), \quad (6)$$

где L – длина АЭ. Интенсивности четырех волн, участвующих в ВЧВС, на выходе АЭ определяются следующим образом:

$$I_{1-3}^{\text{out}} = I_{1-3}^{\text{in}} G, \quad (7)$$

$$I_4^{\text{out}} = I_4^{\text{in}} G + I_1^{\text{in}} \eta,$$

где I_{1-4}^{in} и I_{1-4}^{out} – интенсивности волн на входе и на выходе АЭ. Выражения (7) используются в граничных условиях для системы уравнений (2)–(4) при конкретных схемах соединения АЭ в каждом лазере и лазеров между собой.

Расчетная схема шестиканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью представлена на рис.2. В этой схеме используется двенадцать АЭ.

В нечетных АЭ происходит собственный процесс ВЧВС, во время которого развивается генерация в каждом канале, а в четных АЭ – межканальная ВЧВС-связь. На рис.2 нижний индекс у интенсивности $I_i^{(j)}$ есть номер волны в процессе ВЧВС, а верхний – номер АЭ.

Выпишем граничные условия согласно схеме на рис.2. Для нечетных АЭ имеем

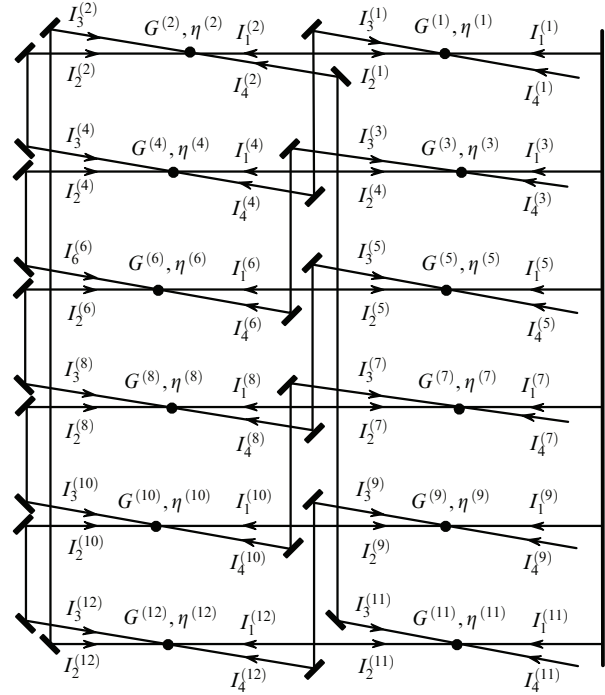


Рис.2. Расчетная схема шестиканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью: $I_i^{(j)}$ – интенсивность i -й волны в j -м активном элементе; $G^{(j)}$ и $\eta^{(j)}$ – однопроходное усиление и дифракционная эффективность решетки j -го АЭ.

$$I_1^{(1,3,5,7,9,11)}(t) = I_2^{(1,3,5,7,9,11)}(t - t_1) G^{(1,3,5,7,9,11)}(t - t_1),$$

$$I_2^{(1,3,5,7,9,11)}(t) = I_2^{(2,4,6,8,10,12)}(t - t_2) G^{(2,4,6,8,10,12)}(t - t_2), \quad (8a)$$

$$I_3^{(1,3,5,7,9,11)}(t) = I_3^{(4,6,8,10,12,2)}(t - t_3) G^{(4,6,8,10,12,2)}(t - t_3),$$

$$I_4^{(1,3,5,7,9,11)}(t) = 0,$$

а для четных АЭ –

$$I_1^{(2,4,6,8,10,12)}(t) = I_2^{(1,3,5,7,9,11)}(t - t_2) G^{(1,3,5,7,9,11)}(t - t_2),$$

$$I_2^{(2,4,6,8,10,12)}(t) = I_4^{(4,6,8,10,12,2)}(t - t_4) G^{(2,4,6,8,10,12)}(t - t_4)$$

$$+ I_1^{(4,6,8,10,12,2)}(t - t_4) \eta^{(2,4,6,8,10,12)}(t - t_4), \quad (8б)$$

$$I_3^{(2,4,6,8,10,12)}(t) = I_1^{(12,2,4,6,8,10)}(t - t_4) G^{(12,2,4,6,8,10)}(t - t_4),$$

$$I_4^{(2,4,6,8,10,12)}(t) = I_1^{(11,1,3,5,7,9)}(t - t_3) \eta^{(11,1,3,5,7,9)}(t - t_3),$$

где t_1 – время двойного прохода светом между нечетным АЭ и концевым отражателем; t_2 – время прохода светом между нечетным и четным АЭ каждого лазерного канала; t_3 – время прохода светом между нечетным АЭ одного канала и четным АЭ соседнего канала; t_4 – время прохода светом между четным АЭ одного канала и четным АЭ соседнего канала.

4. Результаты математического моделирования

Результаты расчета кинетики дифракционно-связанной генерации в шестиканальной голографической лазерной системе с близкодействующей связью АЭ при уси-

лении слабого сигнала за один проход $G_0 = 80$, длине $L = 10$ см, временах $t_1 = t_3 = t_4 = 4$ нс и $t_2 = 2$ нс и различных $\Delta\alpha$ представлены на рис.3. При этом расстройке усиления между соседними лазерами $\Delta\alpha_{12} = \Delta\alpha$, $\Delta\alpha_{13} = 2\Delta\alpha$, $\Delta\alpha_{14} = 3\Delta\alpha$, $\Delta\alpha_{15} = 2\Delta\alpha$, $\Delta\alpha_{16} = \Delta\alpha$. Из рис.3 следует, что в отличие от случая синхронизации лазеров, содержащих невзаимный элемент [3], когда расстройка усиления приводила к нарушению синхронизации, проявляющейся в основном во временном сдвиге лазерных импульсов, здесь мы имеем лишь различие лазерных импульсов по амплитуде, но при этом увеличение расстройки усиления приводит к переходу от режима регулярных незатухающих пульсаций, соответствующего режиму периодической модуляции добротности на решетках усиления, экспериментально зарегистрированному нами в [7], к режиму свободной генерации пиков, затухающих с уменьшением интенсивности лазерного излучения и КПД одномодовой генерации.

Отсутствие сдвига импульсов объясняется коротким линейным этапом развития каждого лазерного импульса в отличие от моноимпульсного режима при использовании невзаимного элемента [3]. В отличие от случая дальнедействующей связи [3] в нашем случае не наблюдается лучшей синхронизации управляемых каналов (по сравне-

нию с синхронизацией управляющего лазера и набора управляемых лазеров), задаваемой управляющим каналом. Амплитуды лазерных импульсов любых соседних каналов различаются на примерно одинаковую величину. Поэтому можно исследовать влияние расстройки усиления на синхронизацию многих лазеров при их близкодействующей голографической связи, рассматривая любую пару соседних каналов голографической лазерной системы, т. к. уже для нее прослеживается закономерность синхронизации всех соседних лазеров при их близкодействующей связи.

Выберем критерий десинхронизации лазерной системы. В нашем случае синхронизация лазеров нарушается при различии амплитуд импульсов излучения, поэтому будем считать, что система является десинхронизованной, если интенсивности лазерных импульсов любой пары каналов системы различаются в два раза, т. е. условие десинхронизации имеет вид

$$I_{\max}/I_{\min} = 2. \quad (9)$$

Пусть разность интенсивностей излучения ΔI любой пары соседних каналов одинакова по модулю (это наблюдается при близкодействующей связи). При этом

$$I_{\max} = I_{\min} + (N - 1)\Delta I. \quad (10)$$

Тогда, подставив в (10) выбранное нами условие десинхронизации (9), получим максимальное число лазерных каналов N_{\max} , которые можно синхронизировать при близкодействующей связи:

$$N_{\max} = \frac{I_{\max}/2}{\Delta I} + 1. \quad (11)$$

Исследуем зависимость разности интенсивностей ΔI излучения первого и второго каналов от расстройки усиления $\Delta\alpha$ в соседних каналах генерации. В многоканальной системе данная зависимость остается справедливой для любой пары соседних каналов, поэтому можно непосредственно вычислять N_{\max} через отношение интенсивностей излучения второго и первого каналов $I_{\text{ch2}}/I_{\text{ch1}}$ (заметим, что здесь $\Delta I = I_{\text{ch1}} - I_{\text{ch2}}$ и $I_{\max} = I_{\text{ch1}}$), соответствующее заданному значению $\Delta\alpha$:

$$N_{\max} = \frac{1/2}{1 - I_{\text{ch2}}/I_{\text{ch1}}} + 1. \quad (12)$$

На рис.4 показана расчетная зависимость N_{\max} (12) от $\Delta\alpha$ при тех же, что и ранее, входных параметрах. Данная зависимость определяет необходимость уменьшения расстройки усиления в АЭ при увеличении числа лазерных каналов, т. к. диапазоном синхронизации многоканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью считается область на рис.4 под зависимостью $N_{\max}(\Delta\alpha)$. Так, имея десять лазерных каналов, необходимо, чтобы расстройка усиления $\Delta\alpha$ в каналах генерации не превышала 0.015 см^{-1} , т. е. однопроходное усиление слабого сигнала в используемых АЭ не должно различаться более чем в $e^{\Delta\alpha L}$ раз ($e^{\Delta\alpha L} \leq 1.162$) (мы считаем, что $L = 10$ см); имея сто лазерных каналов, допустимую расстройку усиления нужно уменьшить до 0.0023 см^{-1} ($e^{\Delta\alpha L} = 1.023$).

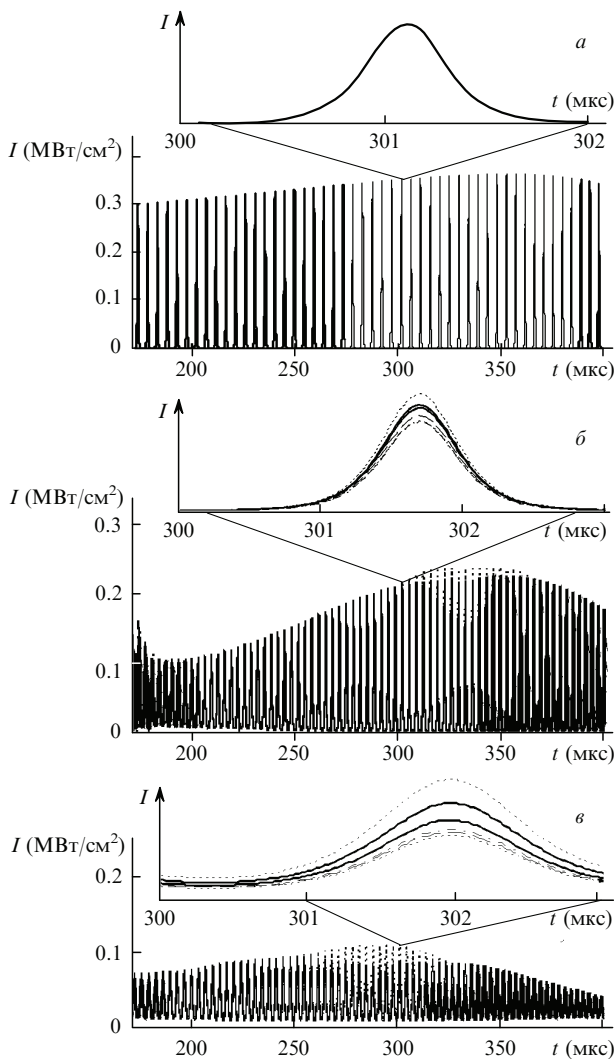


Рис.3. Результаты расчета кинетики генерации шестиканальной голографической лазерной системы с близкодействующей связью при $\Delta\alpha = 0$ (а), 0.012 (б) и 0.024 см^{-1} (в).

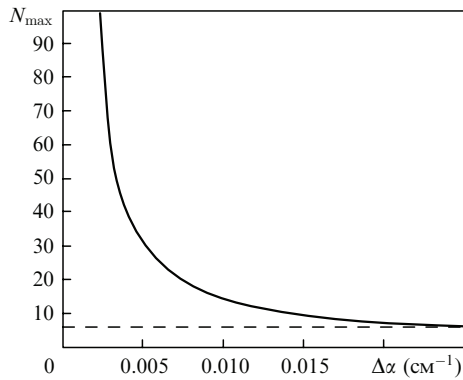


Рис.4. Зависимость максимального числа каналов системы N_{\max} с близкодействующей связью от расстройки усиления $\Delta\alpha$ между соседними каналами. Горизонтальная штриховая линия соответствует $N_{\max} = 6$.

Полученные оценки хорошо согласуются с расчетным значением $\Delta\alpha = 0.024 \text{ см}^{-1}$ (соответствующим рис.3,б), при котором в нашей модели шестиканальной системы реализуется условие (9), т. е. $N_{\max} = 6$. Это значение N_{\max} с хорошей точностью ложится на зависимость N_{\max} от $\Delta\alpha$ (рис.4).

5. Эксперимент

Эксперименты проводились с использованием Nd:ИАГ-лазера с двумя АЭ размером $\varnothing 6.3 \times 120 \text{ мм}$ при длительности импульса ламповой накачки 200 мкс и частоте следования импульсов 5 Гц. Была собрана двухканальная лазерная система, соответствующая схеме на рис.1,б. При энергии накачки каждого АЭ, равной 63 Дж, была получена энергия одномодового излучения 0.4 Дж на выходе каждого канала, т. е. КПД лазерной системы составил 0.64 %. Фазовая синхронизация двух

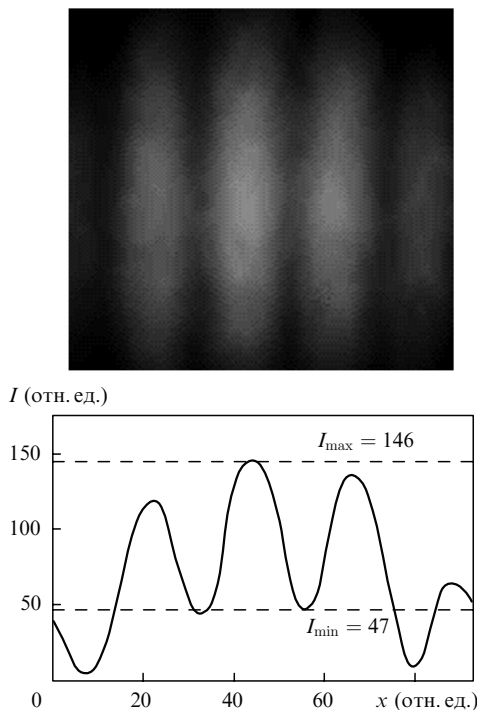


Рис.5. Интерференционная картина излучения двухканальной лазерной Nd:ИАГ-системы с близкодействующей связью (а) и ее сечение (б).

каналов лазерной системы оценивалась по интерференции выходных пучков излучения, сведенных в дальней зоне. На рис.5 приведена характерная интерференционная картина излучения, контраст которой составил 0.51, что подтверждает наличие фазовой синхронизации в наборе дифракционно-связанных петлевых лазеров без невзаимного элемента при близкодействующей связи.

6. Заключение

Таким образом, разработан новый метод повышения энергетических параметров многоканальных голографических лазерных систем за счет применения близкодействующей связи лазерных каналов и снятия ограничений, связанных с порогом лучевой стойкости лазерных элементов. Данный метод позволяет не только увеличить число лазерных каналов, но и повысить энергию генерации отдельных каналов.

Разработана компактная схема многоканальной лазерной системы с близкодействующей связью и повышенным КПД генерации, что актуально при использовании лазерных сред с низким усилением, генерирующих в новых перспективных спектральных диапазонах, например на длинах волн 1.32–1.5 мкм неосновных лазерных переходов кристалла ИАГ: Nd.

С помощью численного моделирования показано, что максимально возможное число лазерных каналов можно увеличить (даже выше ограниченного порогом разрушения максимального числа каналов при дальнедействующей связи) путем выравнивания параметров лазерных каналов.

Проведен тестовый эксперимент, показывающий не только принципиальную возможность фазовой синхронизации двух петлевых Nd:ИАГ-лазеров без невзаимного элемента, но и повышение КПД генерации от 0.2 % до 0.64 % при контрасте картины интерференции выходных пучков излучения более 0.5.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП.2.1.1.9211) и гранта РФФИ (№ 08-02-99019).

1. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **33**, 659 (2003).
2. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 143 (2007).
3. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 255 (2007).
4. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
5. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Шинкарева И.В. *Квантовая электроника*, **25**, 993 (1998).
6. Федин А.В., Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 1909 (1998).
7. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Kyalbieva S.A., Smetanin S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4644**, 312 (2002).
8. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Докл. РАН*, **408**, 614 (2006).
9. Basiev T.T., Danileiko Yu.K., Doroshenko M.E., et al. *Laser Phys.*, **14**, 917 (2004).
10. Basiev T.T., Fedin A.V., Gavrilov A.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 214 (2001).
11. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
12. Антипов О.Л., Басиев Т.Т., Гаврилов А.В. и др. Патент РФ № 2157035 (2000).
13. Statz H., De Mars G., in *Quantum Electronics* (New York: Columbia Univ. Press., 1960, p. 530).
14. Kogelnik H. *Bell Syst. Techn. J.*, **48**, 2909 (1969).