



УДК 621.373.826

*А.П. Погода, А.А. Ермолаев, В.Ф. Лебедев,
С.Н. Сметанин, А.С. Борейшо*

СПЕКТРАЛЬНАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ В ЛАЗЕРЕ С ПЕТЛЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

*A.P. Pogoda¹, A.A. Ermolaev², V.F. Lebedev³,
S.N. Smetanin⁴, A.S. Boreysho⁵*

^{1, 2, 3, 5} Baltic State Technical University,

1 1st Krasnoarmeyskaya St., St. Petersburg, 190005, Russia.

⁴ A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
38 Vavilov St., Moscow, 119991, Russia.

SPECTRAL SELECTIVITY OF HOLOGRAPHIC GAIN GRATINGS IN THE MULTILoop CAVITY LASER

Приведено качественное объяснение и количественная оценка спектральной селективности голографических решеток коэффициента усиления в мощном твердотельном лазере с реализацией обращения волнового фронта (ОВФ) в петлевом резонаторе.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ДИОДНАЯ НАКАЧКА. ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ. ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА. ШИРИНА ПОЛОСЫ ГЕНЕРАЦИИ.

The qualitative and quantitative analyses of the spectral selectivity of holographic gain gratings in high-power solid-state laser with phase conjugation (PC) in the multiloop cavity have been given.

SOLID-STATE LASERS. DIODE-PUMPING. FOUR-WAVE MIXING. PHASE CONJUGATION. BANDWIDTH.

Узкополосные лазеры находят широкое применение в лидарных комплексах наземного и воздушного базирования. При этом твердотельные лазеры с диодной накачкой являются наиболее удобными. Однако для получения узкополосной генерации, необходимой для данных приложений, требуется создание сложных оптических систем, в которых маломощное узкополосное излучение усиливается в дополнительных квантронах. Поэтому необходима разработка альтернативных схем твердотельных лазеров с узкой полосой генерации и высокой энергией в импульсе, в частности лазеров с петлевым резонатором.

Данное исследование посвящено качественному объяснению и количественной оценке спектральной селективности голо-

графических решеток коэффициента усиления в мощном твердотельном лазере с реализацией обращения волнового фронта (ОВФ) в петлевом резонаторе.

Обратная связь организуется посредством ОВФ-зеркала, которое формируется в результате четырехволнового смешения (ЧВС) в активной среде. В оптической схеме лазера использован только один квантрон на основе цилиндрического Nd:YAG-кристалла с поперечной накачкой матрицами лазерных диодов, имеющими суммарную пиковую мощность до 13,9 кВт. Длина кристалла составляет 110 мм при диаметре поперечного сечения 6,3 мм. Таким образом, квантрон используется одновременно как для развития генерации, так и в качестве усилителя, что является несомнен-

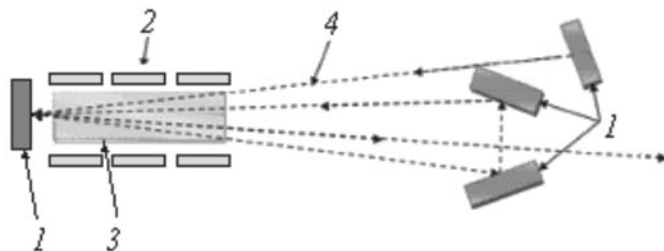


Рис. 1. Схема голографического твердотельного лазера:
1 – зеркала резонатора, 2 – каналы матриц накачки,
3 – Nd:YAG-кристалл, 4 – траектория хода лучей в резонаторе

ным преимуществом схемы перед известными аналогами. В целях повышения эффективности обращения волнового фронта (ОВФ) в лазере с недостаточно мощной полупроводниковой накачкой применена многопроходная схема резонатора (рис. 1). Габаритные размеры такой схемы составляют 70×3 см, поэтому углы схождения пучков можно считать малыми [1].

Дифракционная эффективность решеток коэффициента усиления в многопетлевом резонаторе

В данном резонаторе излучение развивается из спонтанной люминесценции, образующей внутрирезонаторные пучки. В результате их самопересечения и интерференции формируются решетки коэффициента усиления, обеспечивающие обратную связь. В нашем случае в активном элементе происходит трехкратное пересечение внутрирезонаторного пучка излучения с его частью, распространяющейся в направлении генерации. В случае самостарта многопетлевого резонатора число решеток равно числу сочетаний пар волн, входящих в среду, а именно

$$(N^2 - N)/2,$$

где $N = 8$, поэтому число решеток равно 28.

Четыре из них – встречные решетки, которые не дают вклада в четырехволновую генерацию, т. е. число рабочих решеток равно 24.

Дифракционную эффективность каждой из этих двадцати четырех решеток усиления можно вычислить, если использовать следующее соотношение для решетки с номером i [2]:

$$\eta_i \approx G(b_i L V_i)^2, \quad (1)$$

где $G = \exp(\alpha L)$ – усиление за проход среды (α – коэффициент усиления среды); L – длина среды; i – номер решетки (от 1 до 24);

$$V_i = \frac{2\sqrt{I_{1i}I_{2i}}}{I_{1i} + I_{2i}} \quad (2)$$

– контраст интерференции волн, записывающих i -ю решетку (I_{1i} , I_{2i} – интенсивности волн, записывающих i -ю решетку);

$$b_i \approx \frac{\alpha}{4} e^{-\sigma_i \tau_i} \quad (3)$$

– коэффициент дифракционной связи на i -й решетке [3].

В выражении (3)

$$\sigma_i = U_s^{-1} \int (I_{1i} + I_{2i} + I_{3i} + I_{4i}) dt; \quad (4)$$

$$\tau_i = U_s^{-1} \int 2\sqrt{I_{1i}I_{2i}} dt = U_s^{-1} \int (I_{1i} + I_{2i}) dt, \quad (5)$$

где I_{3i} , I_{4i} – интенсивности волн, участвующих в процессе считывания i -й решетки; U_s – плотность энергии насыщения усиления.

Отметим, что поскольку в выражение (1) введен контраст интерференции (2), то коэффициент b_i описывает идеализированную четырехволновую связь при $V_i = 1$, которая имела бы место при равных интенсивностях записывающих волн

$$\bar{I}_{1i} = \bar{I}_{2i} (I_{1i} + I_{2i}) / 2,$$

поэтому в формуле (5) мы имеем соотношение

$$2\sqrt{\bar{I}_{1i}\bar{I}_{2i}} = (I_{1i} + I_{2i}).$$

Проведем оценку, во сколько раз изменится интенсивность за обход резонатора при дифракции на каждой решетке. Обо-

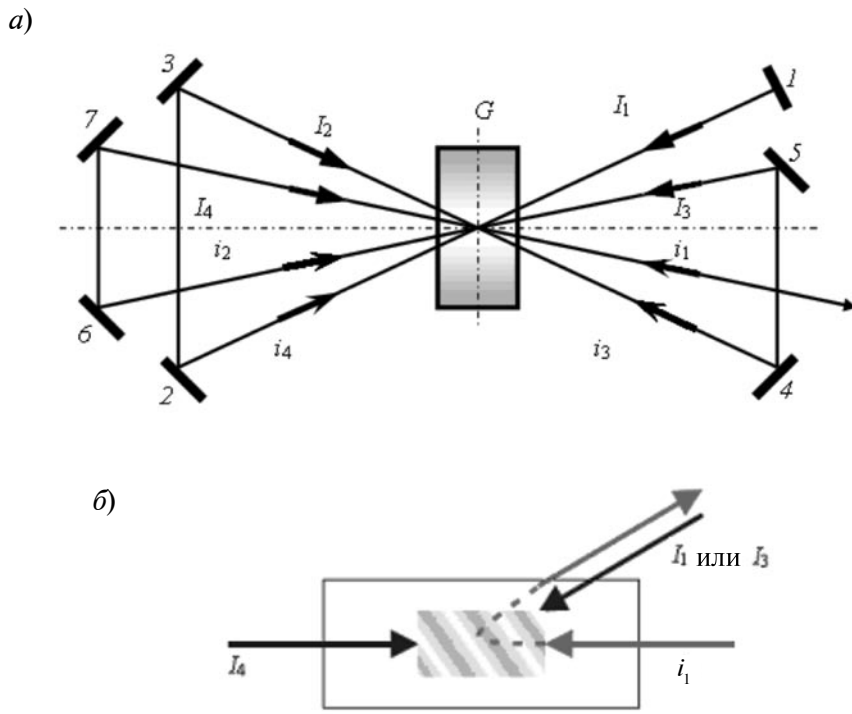


Рис. 2. Эквивалентные схемы хода лучей в многопетлевом резонаторе (а) и в отражающей решетке I (б), где показана геометрия решетки, осуществляющей спектральную селективность; I_1, I_3, I_4 – интенсивности пучков, записывающих решетки, i_1 – дифрагирующий пучок, G – коэффициент усиления

значим как g_i изменение интенсивности за обход резонатора при дифракции на i -й решетке.

Проанализируем четырехволновую генерацию на всех 24 решетках, используя схему на рис. 2, а. Чтобы уменьшить линейные параметры установки, в эксперименте зеркала 2, 3, 6, 7 заменены одним зеркалом. Конфигурация записанных решеток при этом остается прежней. Рассмотрим ход лучей в данной эквивалентной схеме, взяв для примера решетку 1 (рис. 2, б).

Волна с интенсивностью i_4 дифрагирует с дифракционной эффективностью η_{21} в волну i_1 , распространяясь сначала в сторону зеркала 7, затем зеркала 6. Далее волна проходит среду с усилением в G раз, отражается от зеркал 5 и 4, опять проходит среду с усилением в G раз и, отражаясь от зеркал 3 и 2, в итоге возвращается в саму себя. Таким образом, произошел полный обход резонатора, в котором один раз излучение дифрагировало (эффективность η_i) и два раза усиливалось (коэффициент усиления

G^2). Тогда изменение интенсивности за полный обход резонатора составит $g_1 = \eta_1 G^2$ раз. На рис. 2 интенсивности

$$I_1 = i_1 G^4, I_2 = i_1 G^5, I_3 = i_1 G^6, I_4 = i_1 G^7;$$

$$i_2 = i_1 G, i_3 = i_1 G^2, i_4 = i_1 G^3.$$

Согласно приведенным формулам, а также выражениям (1), (2) имеем следующее равенство:

$$g_1 = \eta_1 G^2 = G \left(b_1 L \frac{2\sqrt{G^3}}{1+G^3} \right)^2 G^2 \approx 4b_1^2 L^2 \quad (6)$$

при $G \gg 1$.

Аналогичный расчет для всех остальных решеток даст обобщенное выражение следующего вида:

$$g_i \approx 4b_i^2 L^2. \quad (7)$$

Таким образом, если бы все коэффициенты четырехволновой связи b_i были равны, то тогда бы все 24 решетки имели одинаковый вклад в генерацию. Однако, согласно выражениям (3) – (5), коэффициент b_i за-

висит от суммарной интенсивности волн, участвующих в записи и считывании i -й решетки, а эти интенсивности оказываются различными в схеме на рис. 2.

Для самовозбуждения генерации в момент времени t при слабом насыщении усиления ($G \approx \text{const}$, $\sigma_i \approx 0$) коэффициент b_i определяется выражением

$$b_i \approx \frac{\alpha}{4} U_s^{-1} I_{2i} t, \quad (8)$$

где I_{2i} – наибольшее из двух значений интенсивности пары записывающих волн I_{1i} и I_{2i} .

Наибольшую суммарную интенсивность записывающих волн будут иметь решетки 1, 2 и 3, так как в их записи участвует записывающий пучок с наибольшей интенсивностью

$$I_{2i}^{\max} = I_4 = i_1 G^7,$$

где i_1 – интенсивность затравочного излучения.

Таким образом, можно считать, что на генерацию влияют только эти три решетки усиления.

В результате рассеянные на трех данных решетках усиления пучки ОВФ-излучения складываются, определяя повышение обратной связи в резонаторе. Формируются три независимых интерференционных картины, которые создают решетки коэффициента усиления во всей области пересечения пучков.

Внутрирезонаторные пучки, дифрагируя на образовавшихся решетках, формируют фазово-сопряженный пучок, встречный к пучку, распространяющемуся в направлении генерации. Следуя по резонатору в обратном направлении, сопряженный пучок проходит все источники aberrаций в обратном направлении, в результате чего пучок освобождается от внутрирезонаторных искажений. Эффективность исправления искажений проверялась путем введения в резонатор матовой пластинки. Несмотря на внесение серьезных искажений в волновой фронт внутрирезонаторного пучка, профиль пучка генерации оставался близким к дифракционному пределу ($M^2 = 1,3$). Другими словами, полупрозрачное зеркало, которое обычно обеспечивает обратную связь

в резонаторе, замещается ОВФ-зеркалом на решетках коэффициента усиления.

Описание динамики развития и спектральной селективности голограмм

Ширина спектральной линии усиления в кристалле Nd:YAG составляет величину около $\Delta\nu = 120$ ГГц ($\Delta\lambda = 400$ пм). Соответствующая этому значению длина когерентности лучей оказывается много меньше длины активного элемента $L = 2,3$ мм. Очевидно, что и начальный размер голографических решеток, записанных лучами спонтанной люминесценции, имеет тот же порядок величины. Таким образом, в начале процесса развития лазерной генерации весь объем кристалла заполнен множеством голографических решеток коэффициента усиления, не связанных друг с другом. Контур полосы усиления симметричен относительно центральной частоты. В процессе дифракции луча на образовавшейся решетке, происходит неравномерное усиление различных частотных компонент контура линии. Решетки, создаваемые компонентами большей интенсивности, т. е. близкими к центральной частоте, имеют большую дифракционную эффективность. За счет этого ширина контура полосы усиления после дифракции на решетке уменьшается. Сужение ширины полосы усиления приводит к увеличению длины когерентности. Таким образом, при каждом следующем обходе резонатора возрастает толщина образующихся динамических голограмм. Максимально достижимой толщиной решеток коэффициента усиления следует считать длину кристалла. В нашем случае она составляет 110 мм. Отметим при этом, что такой длины могут достигать лишь отражающие решетки, так как вектор их нормали в приближении малых углов схождения пучков параллелен оси кристалла. Иными словами, имеется всего две решетки, которые вносят заметный вклад в спектральную селективность.

В качестве теоретического критерия степени объемности голограммы используют параметр Клейна. Оценим указанный параметр для предполагаемой толщины решетки в случае, когда она достигает полной

длины кристалла. Он вычисляется согласно выражению

$$Q = 2\pi\lambda T / (n\Lambda^2),$$

где λ – длина волны излучения; T , n , Λ – соответственно толщина, средний показатель преломления и пространственный период голограммы.

Период решетки вычисляется из условия Вульфа – Брэгга:

$$2\Lambda n \sin\theta = k\lambda,$$

где Λ – постоянная решетки; $k = 1, 2, 3, \dots, n$ – порядок дифракции; θ – угол между направлением распространения волны и плоскостью решетки, который можно считать прямым ($\theta = \pi/2 - \alpha$, $\alpha = 0,006$ рад).

При $T = 11$ см величина параметра Клейна составляет $Q = 3 \cdot 10^6$. Таким образом, можно говорить о высокой спектральной селективности при развитии голограммы до полной толщины кристалла.

Оценим спектральную селективность данной голограммы [4]. По условию Вульфа – Брэгга для решетки в среде выполняется соотношение:

$$2\Lambda n \cos\alpha = \lambda.$$

Поскольку мы имеем дело с толстой голограммой, формируется только один дифракционный порядок. Тогда, поскольку значение $\cos\alpha$ близко к единице, спектральная селективность выражается отношением

$$\delta\lambda / \lambda = \Lambda / T,$$

где $\Lambda = \lambda / 2n$, откуда получим, что ширина полосы генерации $\delta\lambda = \lambda^2 / 2nT$.

Для кристалла, использованного в данной работе, в предположении, что область пересечения пучков и, соответственно, толщина решетки распространяется на весь кристалл, расстояние между плоскостями решетки

$$\Lambda = \lambda / 2n = 0,29 \text{ мкм},$$

а число штрихов – порядка $3,5 \cdot 10^5$. Ширина полосы генерации при этом

$$\delta\lambda = \lambda^2 / 2nT = 0,0026 \text{ нм}.$$

Для экспериментальной проверки полученного значения проведено измерение ширины полосы генерации лазера в режиме свободной генерации с помощью эталона Фабри – Перо с интервалом свободной

дисперсии $\Delta\lambda = 0,028$ нм. Излучение лазера преобразовывалось нелинейным кристаллом во вторую гармонику. Данное преобразование увеличивает ширину полосы генерации на полувысоте в $\sqrt{2}$ раз. Анализ изображения интерференционных колец (рис. 3, а) приводит к следующим выводам. Узкие кольца порождаются первым мощным импульсом цуга длительностью 200 нс (рис. 3, б), для которого ширина линии генерации составляет величину $\delta\lambda = 2$ пм ($\Delta\nu = 1,9$ ГГц). Длина волны первого импульса несколько различна для разных цугов, что выражается в стохастическом изменении радиуса тонких колец. Для второго и последующих импульсов цуга, вследствие меньшей интенсивности, эффективность образуемых ими голографических решеток ниже, поэтому ширина полосы генерации сильно расплывается, создавая широкие неяркие кольца в рассматриваемом изображении. Таким образом, излучение лазера нельзя в полной мере охарактеризовать приведенной выше шириной линии, однако очевидно, что в каждом импульсе генерации присутствует компонента, доминирующая над уровнем остальных импульсов с шириной полосы порядка 2 ГГц. Значение последней объясняется наличием спектральной селективности решеток коэффициента усиления, причем при увеличении энергии накачки, ввиду роста эффективности решеток, контраст первого и последующих импульсов увеличивается. Следовательно, мы наблюдаем совпадение измеренной ширины полосы генерации с рассчитанной спектральной селективностью решеток коэффициента усиления (с точностью до порядка величины).

Экспериментальная зависимость ширины полосы генерации от толщины голограммы

Для экспериментальной проверки обратной зависимости ширины полосы от длины кристалла проведен опыт по изменению длины активного элемента лазера. Конструктивные особенности квантрона, использованного в данной работе, позволили, не меняя геометрии схемы, уменьшать активную длину среды. Поперечная накачка производилась шестью матрицами лазер-

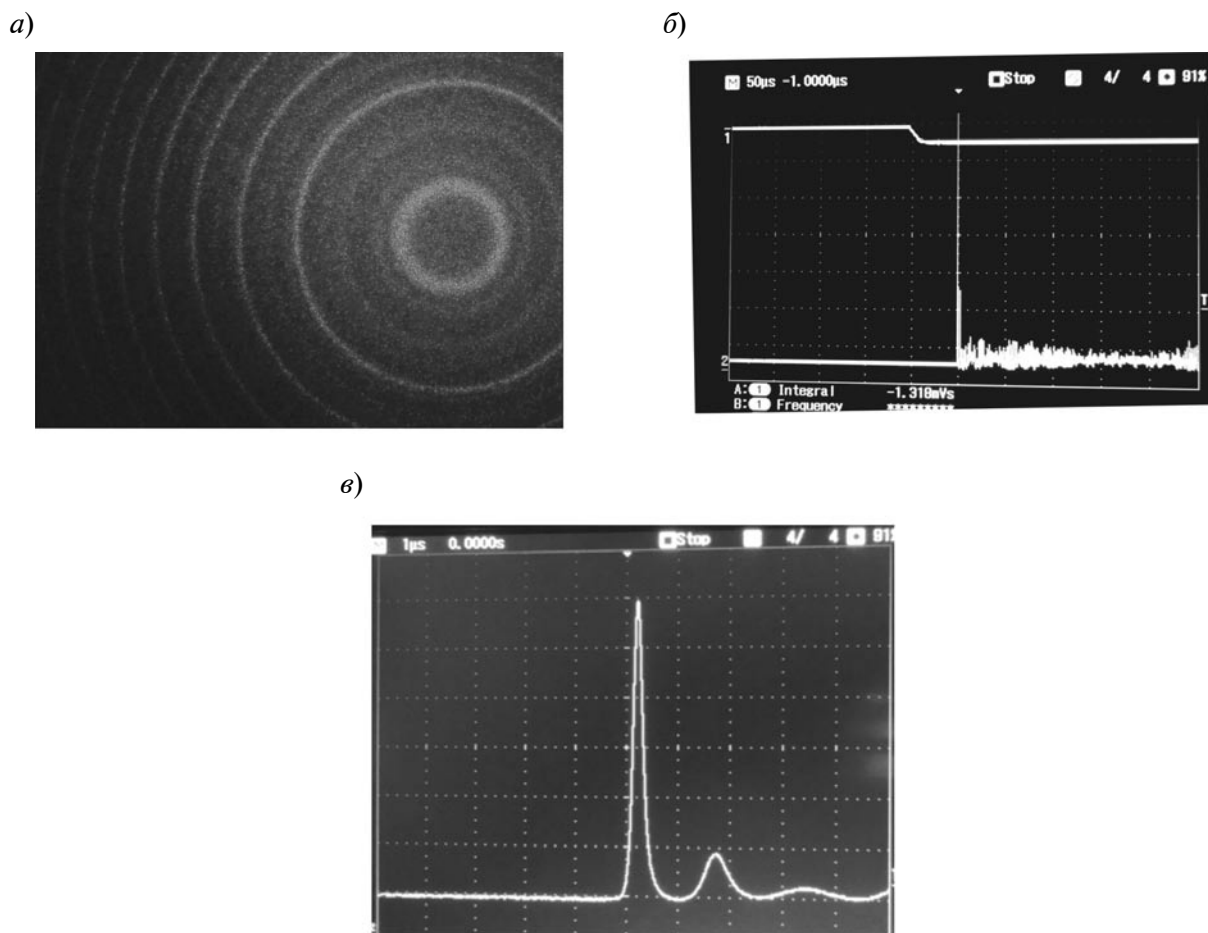


Рис. 3. Характеристики импульса в режиме свободной генерации лазера: *а* – интерферограмма эталона Фабри – Перо; *б, в* – осциллограммы; импульс накачки длительностью 300 мкс (*б*, верхняя кривая), полный импульс генерации (*б*, нижняя кривая), начальный фрагмент полного импульса (*в*)

ных диодов, расположенными с противоположных сторон кристалла. Таким образом, имелось три независимых, последовательно расположенных канала накачки.

Изменять длину области инверсной населенности кристалла можно путем последовательного отключения каналов. Таким образом, при накачке одной парой матриц эффективная длина равна 3,5 см, двумя парами матриц – 7,0 см, а всеми тремя парами – 10,5 см. Расшифровка интерферограмм в режиме свободной генерации затруднена из-за невозможности обеспечить яркость излучения, достаточную для измерения, при малой длительности импульса накачки. Увеличение длительности приводит к росту яркости колец, создаваемых пиками свобод-

ной генерации, и затиранию колец доминирующего пика. Однако реализация режима пассивной модуляции добротности, реализованного путем помещения пассивного лазерного затвора $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ в область пересечения пучков, делает возможным получение моноимпульса, который создает одну систему колец интерферограммы. Сравнение толщины колец интерферограмм в режимах свободной генерации и пассивной модуляции добротности показывает, что ширина полосы генерации во втором случае – меньше не более чем на 15 %, чем в первом, поэтому данный фактор не оказывает существенного влияния на характер зависимости ширины полосы от длины кристалла.

На графике (рис. 4) представлены экс-



периментальные данные, полученные при трех значениях длины области инверсии населенностей, а также теоретические кривые, выражающие зависимость ширины полосы от рабочей толщины отражающей решетки коэффициента усиления. В работе [5] путем численного моделирования показано, что ширина полосы генерации соответствует времени кругового обхода дифрагирующего луча внутри усиливающей среды, т. е. толщину голограммы можно считать равной удвоенной длине кристалла. Теоретическая кривая 1 соответствует толщине голограммы, равной длине кристалла, а кривая 2 – удвоенной толщине.

Экспериментальные данные (рис. 4, а) подтверждают наличие тенденции обратной зависимости ширины полосы от длины голограммы, однако имеются некоторые количественные расхождения.

Теоретическая кривая предсказывает более сильное уменьшение ширины полосы с ростом толщины голограммы, чем наблюдаемое в эксперименте. Данный градиент падения может быть обеспечен в случае четырех проходов излучения внутри голограммы. Такое количество проходов может объясняться множественностью голограмм, возникающих внутри петлевого резонатора. Возможно, что обе отражательные голограммы, участвующие в сужении полосы, можно рассматривать как комплексную голограмму. Этому случаю соответствует кривая 3, для которой толщина голограммы равна четырем длинам

кристалла. Эта кривая с точностью до постоянной величины наиболее точно описывает экспериментальные значения. Возможное объяснение отличия на константу – систематическая погрешность эталона. Следует также учитывать, что предел разрешающей способности эталона Фабри – Перо, использованного в эксперименте (порядка 1 пм), и использование эталона с большим разрешением, возможно, приведет к регистрации меньших значений ширины полосы и уточнению характера зависимости.

Интересно также и расхождение теории с экспериментом в случае создания инверсии населенностей одной парой матриц: экспериментальное значение ширины полосы меньше, чем соответствующая точка теоретической кривой 2. Следовательно, можно предположить, что помимо спектральной селективности решеток коэффициента усиления, существует другой механизм сужения полосы генерации. В статье [6] приведены данные, согласно которым генерация аналогичного по схеме резонатора твердотельного лазера на кристалле Nd:YAG с ламповой накачкой, когда реализуются более высокие значения коэффициента усиления, имеет длину когерентности порядка 15 м, что эквивалентно ширине полосы генерации 20 МГц. Это указывает на то, что помимо спектральной селективности решеток коэффициента усиления в качестве толстых голограмм, на ширину полосы генерации влияют механизмы иной

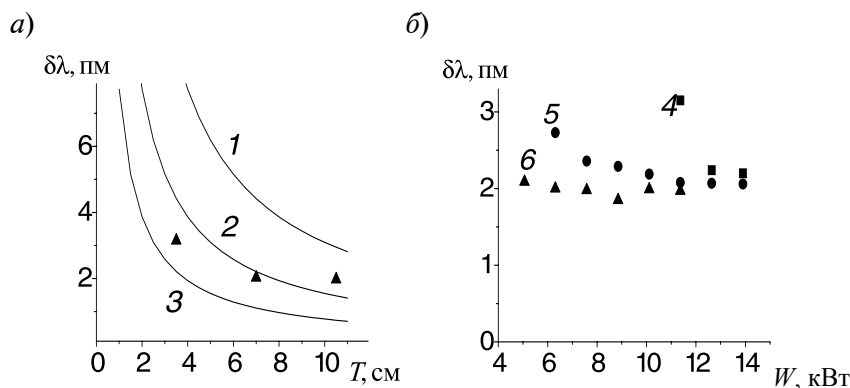


Рис. 4. Экспериментальные (символы) и теоретические (линии) зависимости ширины полосы генерации от длины кристалла (а) и мощности накачки (б): 1 – 3 – одно-, двух- и четырехкратные проходы, соответственно; 4 – 6 – использованы одна, две и три пары матриц

природы. Поскольку решетка коэффициента усиления неравномерно усиливает различные компоненты частотного колокола, ширина полосы сужается, несмотря на невозможность дальнейшего увеличения толщины голограммы. Этот процесс тем эффективнее, чем выше интенсивность записывающих решетки пучков. На рис. 4, б приведена зависимость ширины полосы генерации от тока накачки в случае одной, двух и трех пар матриц. Во всех режимах видно сужение ширины полосы генерации при увеличении мощности накачки.

Процесс неравномерного усиления различных частотных компонент можно рассматривать как увеличение пассивных потерь в резонаторе при отклонении частоты от средней, что позволяет провести параллель с работой пассивного затвора. Как в случае пассивной модуляции добротности, реализованной с помощью затвора, так и в случае самомодуляции добротности решетками коэффициента усиления, должен наблюдаться аналогичный многопиковый режим генерации.

В результате можно заключить, что, по-видимому, спектральная селективность решеток коэффициента усиления обусловлена двумя параметрами. С одной стороны, голограмму можно рассматривать как брэгговскую решетку, где селективность пропорциональна количеству тонких голограмм, т. е. обратно пропорциональна длине активного элемента. В этом случае ширина полосы генерации определяется только геометрическими параметрами решетки и не зависит от интенсивности записывающих пучков.

С другой стороны, голограмму можно рассматривать как пассивный затвор, который изменяет ширину полосы генерации за счет большего усиления центральных частотных компонент голограммами большей дифракционной эффективности. Это оказывает наиболее существенный вклад в селективность при больших интенсивностях записывающих пучков. Критерием заметного воздействия голограммы как пассивного затвора может служить самомодуляция добротности резонатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pogoda, A.P.** High power Nd:YAG laser with self-pumped phase-conjugate loop cavity and repetitive pulsed diode-matrix side-pumping [Text] / A.P. Pogoda, T.B. Lebedeva, M.R. Yusupov [et al.] // Proc. of SPIE. – 2012. – Vol. 8677. – 86770Z (7 p.).
2. **Басиев, Т.Т.** Управление фазовой синхронизацией многоканальной голографической неодимовой лазерной системы с помощью пассивного лазерного затвора [Текст] / Т.Т. Басиев, А.В. Гаврилов, С.Н. Сметанин, А.В. Федин // Доклады Академии наук. – 2010. – Т. 430. – № 3. – С. 321–325.
3. **Damzen, M.J.** Bragg-selectivity of a volume gain grating [Text] / M.J. Damzen, Y. Matsumoto, G.J. Gross, R.P.M. Green // Optics Communications. – 1996. – Vol. 123. – P. 182–188.
4. **Petrov, M.P.** Spectral and electric field multiplexing of volume holograms and the potential of these techniques for holographic memory [Text] / M.P. Petrov, A.V. Shamray, V.M. Petrov // Optical Memory & Neural Networks. – 1998. – Vol. 7. – № 1. – P. 19–35.
5. **Minasian, A.** Spectral filtering of gain gratings and spectral evolution of holographic laser oscillators [Text] / A. Minasian, G.J. Crofts, M.J. Damzen // IEEE J. of Quantum Electronics. – 2000. – Vol. 36. – № 7. – P. 802–809.
6. **Басиев, Т.Т.** Одномодовый ИАГ:Nd-лазер с самонакачивающимся фазово-сопряженным петлевым резонатором [Текст] / Т.Т. Басиев, А.В. Федин, А.В. Гаврилов [и др.] // Квантовая электроника. – 1999. – Vol. 27. – № 5. – С. 145–148.

ПОГОДА Анастасия Павловна – ассистент кафедры И1 «Лазерная техника» Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ».

190005, г. Санкт-Петербург, Красноармейская ул., 1
Pogoda@lsystems.ru



ЕРМОЛАЕВ Андрей Александрович – студент кафедры И1 «Лазерная техника» Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ».

190005, г. Санкт-Петербург, Красноармейская ул., 1

Kenny-bgtu@list.ru

ЛЕБЕДЕВ Вячеслав Федорович – доцент кафедры И1 «Лазерная техника» Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ».

190005, г. Санкт-Петербург, Красноармейская ул., 1

lebedevvf@mail.ru

СМЕТАНИН Сергей Николаевич – старший научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, доцент кафедры лазерной физики и технологии Ковровской государственной технологической академии им. В.А. Дегтярева.

601903, г. Ковров, ул. Кирова, 73

ssmetanin@bk.ru

БОРЕЙШО Анатолий Сергеевич – заведующий кафедрой И1 «Лазерная техника» Балтийского государственного технического университета «ВОЕНМЕХ».

190005, г. Санкт-Петербург, Красноармейская ул., 1

boreysho@lsystems.ru