

# Использование эффекта Тальбота для определения соотношения амплитудной и фазовой составляющих решетки инверсной населенности в кристалле ИАГ: Nd при ламповой накачке

Н.Н.Ильичев, В.В.Туморин

*На основе эффекта Тальбота разработана методика определения соотношения амплитудной и фазовой составляющих решеток инверсной населенности в насыщенных лазерных средах. Проведенные по этой методике эксперименты показали преимущественно амплитудный характер решеток инверсной населенности в ИАГ: Nd с отношением фазовой составляющей к амплитудной не более 0.3 в условиях эксперимента.*

**Ключевые слова:** эффект Тальбота, решетка инверсной населенности, ИАГ: Nd, вырожденное четырехволновое смешение.

## 1. Введение

Интерес к исследованиям взаимодействия световых волн на решетках усиления получил в последнее время новый импульс в связи с разработкой лазерных систем с обращением волнового фронта (ОВФ) излучения при вырожденном четырехволновом смешении (ВЧВС) в насыщенной лазерной среде [1–4]. К достоинствам этого метода ОВФ, в отличие от традиционного ОВФ при ВРМБ, относится, в частности, возможность создания самостартующих лазерных систем с высокой яркостью выходного излучения [5–9]. В таких системах необходимая для начала генерации положительная обратная связь образуется при записи в активной среде лазера объемной голограммы на решетках насыщенного усиления под воздействием самосогласованного поля излучения суперлюминесценции [10]. Для понимания процессов, приводящих к возникновению положительной обратной связи в указанных системах, важной является природа решеток, образующихся в активной среде лазера [11].

Вследствие ряда причин запись амплитудной решетки насыщенного усиления сопровождается возникновением фазовых решеток изменения показателя преломления усиливающей среды. В некоторых случаях дифракционные эффективности фазовой и амплитудной составляющих образующейся решетки могут быть соизмеримы, что сказывается на энергетических и спектрально-временных характеристиках излучения лазера с ВЧВС-зеркалом. Для количественного описания отношения дифракционных эффективностей фазовой и амплитудной составляющих решеток инверсной населенности принято использовать параметр  $\beta$ , характеризующий отношение вещественной ( $\chi_{re}$ ) и мнимой ( $\chi_{im}$ ) частей резонансной восприимчивости лазерной среды [12]:

$$\beta = \frac{\chi_{re}}{\chi_{im}} = \frac{k\Delta n}{\alpha}, \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число;  $\alpha$  – коэффициент усиления активной среды;  $\Delta n$  – разность показателей преломления инвертированной и неинвертированной лазерной среды.

Наиболее распространенной активной средой для создания твердотельных лазеров с ВЧВС является кристалл ИАГ: Nd, что объясняет повышенный интерес к исследованию нелинейных свойств данной активной среды. В работе [13] теоретически исследовано ВЧВС в активных средах твердотельных лазеров на тепловой нелинейности, вызванной светоиндуцированным тепловыделением. Согласно результатам работы [13] тепловая нелинейность в ИАГ: Nd на 4–5 порядков меньше нелинейности усиления, что объясняется сравнительно большим сечением индуцированного лазерного перехода.

Существенное влияние на процесс ВЧВС оказывает тонкая структура основной линии генерации с  $\lambda = 1064$  нм перехода  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$  ионов  $Nd^{3+}$  в ИАГ [14], обуславливающая несимметричность контура линии усиления. В связи с этим в максимуме линии мнимая часть коэффициента усиления не обращается в нуль, что приводит к возникновению фазовой составляющей решетки усиления с  $\beta \approx 0.05$  [15]. Именно с наличием тонкой структуры линии усиления принято связывать особенности автомодуляционного режима генерации кольцевого лазера на ИАГ: Nd [15, 16].

Возникновение фазовой составляющей решетки инверсной населенности может также происходить вследствие заселения высоколежащих метастабильных уровней  $4f$ -оболочки иона  $Nd^{3+}$  с высокими значениями поляризуемости ( ${}^2F_{2/2}$ ,  ${}^4D_{3/2}$ ,  ${}^2P_{3/2}$ ) за счет многоступенчатого возбуждения мощной широкополосной ламповой накачкой и процессами ап-конверсии [17, 18]. Проведенные в работе [17] интерференционные измерения электронной компоненты изменения показателя преломления ИАГ: Nd при ламповой накачке показали нелинейный рост показателя преломления на длине волны зондирующего излучения  $\lambda = 633$  нм по мере увеличения коэффи-

Н.Н.Ильичев, В.В.Туморин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 27 июня 2003 г., после доработки – 20 октября 2003 г.

циента усиления  $\alpha$ . Так, при  $\alpha = 0.45 \text{ см}^{-1}$  параметр  $\beta$  достигал 1.2. Было также установлено, что изменения показателя преломления «отслеживают» изменения населенности метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$  с временем запаздывания 1–3 мкс, примерно равным времени жизни метастабильного уровня  ${}^2(F_2)_{5/2}$ .

В работе [12] проводились исследования механизма формирования решеток при вырожденном и невырожденном четырехволновом смещении в ИАГ: Nd при ламповой накачке. Эти исследования подтвердили существование решеток изменения показателя преломления с высокой дифракционной эффективностью при мощной ламповой накачке кристалла ИАГ: Nd.

В работе [19] для выделения фазовой составляющей решеток инверсной населенности в ИАГ: Nd использовалось излучение лазера на ортоалюминате иттрия с неодимом. Данные этой работы свидетельствуют о том, что при существенном насыщении усиления лазерной среды ИАГ: Nd параметр  $\beta$  на  $\lambda = 1.079 \text{ мкм}$  не превышает 0.2. Однако в [12, 17–19] для нахождения параметра  $\beta$  проводилось либо сравнение экспериментально полученной дифракционной эффективности ВЧВС-зеркала с расчетными значениями, либо исследование решеток изменения показателя преломления с использованием зондирующих пучков на нерезонансной частоте излучения. Прямые же измерения отношения вещественной и мнимой частей резонансной восприимчивости лазерной среды ИАГ: Nd, насколько нам известно, до настоящего времени не проводились.

Наиболее наглядный метод выявления природы решеток в нелинейных оптических средах основан на эффекте самовоспроизведения поля излучения в ближней зоне после решетки (эффект Тальбота) [20]. Именно с помощью данного метода была продемонстрирована фазовая природа решеток, возникающих в кремнии под воздействием излучения неодимового лазера [21]. Суть метода заключается в том, что если на «тонкую» решетку с периодом  $L$  падает плоская монохроматическая волна, то на расстояниях, кратных расстоянию Тальбота  $z_T = 2L^2/\lambda$ , после решетки происходит восстановление ее образа. На расстояниях  $(1/2 + m)z_T$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , также происходит восстановление образа решетки, но в этом случае изображение смещено в поперечном направлении на расстояние  $L/2$ . Контраст интерференционной картины зондирующего и дифрагирующего на решетке пучков при этом есть периодическая функция расстояния до решетки  $z$  с периодом  $z_T/2 = L^2/\lambda$ .

В случае синусоидальной амплитудной решетки с малой глубиной модуляции пропускания максимумы контраста достигаются на расстояниях  $mL^2/\lambda$  от решетки. Для синусоидальной фазовой решетки на этих расстояниях наблюдаются минимумы контраста, а максимумы достигаются на расстояниях  $(1/2 + m)L^2/\lambda$  от решетки. Если же решетка является суперпозицией фазовой и амплитудной составляющих, то максимумы контраста будут сдвинуты относительно максимумов контраста для чисто амплитудной решетки в ту или иную сторону в зависимости от знака  $\beta$ . Этот метод и лег в основу проведенных в настоящей работе измерений параметра  $\beta$ .

Сложность данного метода применительно к стандартным активным элементам (АЭ) цилиндрической формы заключается в том, что, с одной стороны, необходимо выполнение условия «тонкой» решетки, т. е. при-

веденная длина АЭ  $L/n$  (где  $L$  – длина АЭ,  $n$  – показатель преломления) должна быть существенно меньше характерного расстояния  $L^2/(2\pi\lambda)$ , на котором изменяется контраст интерференционной картины, а с другой стороны, на расстоянии  $L^2/\lambda$  интерферирующие пучки  $l$ -го порядка дифракции не должны сильно разойтись, т. е.  $lL \ll r$ , где  $r$  – радиус АЭ. Из этих двух условий вытекает требование к геометрическим размерам АЭ:  $r^2 \gg 2L^2 \times \pi\lambda L/n$ . Несколько снизить это требование можно, если рассматривать только интерференцию зондирующего пучка и двух пучков первого порядка дифракции зондирующего излучения на решетке насыщенного усиления, распространяющихся под углами  $\pm\lambda/L$  к направлению распространения зондирующего пучка ( $l = -1, 0, 1$ ). Однако даже в этом случае для стандартного АЭ  $\varnothing 6.3 \times 60 \text{ мм}$  не наблюдалось восстановления контраста интерференционной картины на расстоянии  $L^2/\lambda$  от АЭ. По этой причине в наших экспериментах с помощью телескопа строились изображения торцов АЭ и рассматривалось изменение контраста интерференционной картины как до, так и после изображения АЭ.

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В эксперименте использовались активные элементы ИАГ: Nd (3, 7), помещенные в стандартные квантроны К-301. Резонатор задающего генератора, работающего в режиме свободной генерации, был образован глухим зеркалом 1 и стеклянным эталоном 4 толщиной 1 см. Для увеличения объема основной моды резонатора применялся четырехкратный телескоп 2. Подбором расстояния между линзами телескопа осуществлялось полное заполнение основной модой генерации апертуры АЭ 3 размером  $\varnothing 6.3 \times 100 \text{ мм}$ . Выходное излучение генератора подавалось на систему стеклянных клиньев 6. Между внутренними поверхностями клиньев был образован клиновидный воздушный зазор с углом  $\sim 0.53 \text{ мрад}$  и толщиной несколько десятков микрометров. Интерферирующие пучки, отраженные от этих поверхностей, вводились в АЭ 7 размером  $\varnothing 6.3 \times 60 \text{ мм}$ , что приводило к записи в его активной среде решетки насыщенного усиления с шагом  $\sim 1 \text{ мм}$ . Зондирующий пучок, отраженный от стеклянной подложки 5 с коэффициентом отражения

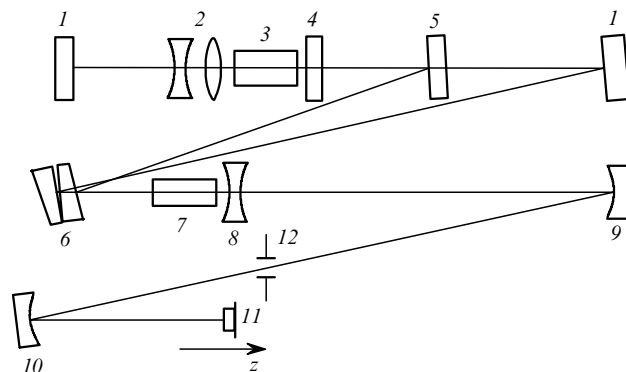


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – 100 %-ное зеркало; 2 – телескоп; 3 – активный элемент  $\varnothing 6.3 \times 100 \text{ мм}$ ; 4 – эталон; 5 – подложка с одной просветленной поверхностью; 6 – система клиньев; 7 – активный элемент  $\varnothing 6.3 \times 60 \text{ мм}$ ; 8 – компенсирующая отрицательная линза; 9 – подложка с радиусом кривизны 2 м; 10 – 100 %-ное зеркало с радиусом кривизны 1.2 м; 11 – CCD-камера; 12 – щель.

~4% и от передней поверхности системы клиньев 6, вводился в АЭ 7 под углом ~3 мрад к плоскости распространения насыщающих пучков.

Таким образом, отношение средних по сечению АЭ плотностей энергии зондирующего и насыщающего излучений составляло ~0.02. При этом проекция направления распространения зондирующего пучка на плоскость насыщающих пучков совпадала с биссектрисой угла между насыщающими пучками. Лазерная система работала с частотой повторения импульсов 2.5 Гц. Отрицательная линза 8 с фокусным расстоянием 7.5 м служила для компенсации термлинзы, наведенной в АЭ 7. Телескоп, состоящий из сферической поверхности подложки 9 с радиусом кривизны 2 м и 100%-ного зеркала 10 с радиусом кривизны 1.2 м, строил изображение АЭ 7 на CCD-матрице 11. Видеосигнал с CCD-матрицы оцифровывался и записывался на компьютере. Щель 12 с регулируемым промежутком находилась в общей фокальной плоскости телескопа и служила для фильтрации боковых пространственных максимумов высших порядков дифракции зондирующего излучения на решетке усиления. В области щели 12 перекрывались также мощные насыщающие пучки.

Изменение мощности насыщающих пучков осуществлялось путем изменения энергии накачки АЭ генератора. Порог генерации составлял около 18 Дж. Эксперименты проводились при существенном превышении порога генерации (30–50 Дж). При этом временная зависимость мощности излучения генератора имела вид многопикового импульса свободной генерации с длительностью цуга примерно 200 мкс и расстоянием между пиками 1–3 мкс. Энергия накачки АЭ усилителя 7 была постоянной и равнялась 50 Дж. Время задержки импульсов накачки АЭ при варьировании энергии излучения генератора выбиралось по максимуму энергии излучения на выходе усилителя 7.

### 3. Результаты экспериментов

На рис.2 представлена зависимость усиления по энергии излучения насыщающих пучков в АЭ 7 от энергии излучения на входе в усилитель. В экспериментах энергия насыщающих пучков варьировалась в пределах 5–16 мДж. Таким образом, средний по объему АЭ насыщенный коэффициент усиления по энергии  $\alpha$  варьировался в пределах 0.38–0.44 см<sup>-1</sup>. Согласно результатам работы [17] при таких коэффициентах усиления происходит резкое увеличение показателя преломления кристалла ИАГ: Nd ( $kdn/d\alpha \approx 5$ ) для излучения с  $\lambda = 633$  нм.

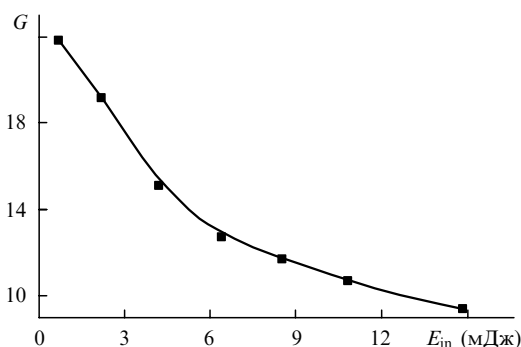


Рис.2. Зависимость усиления  $G$  по энергии АЭ 7 от энергии насыщающих пучков  $E_{in}$  на входе в усилитель.

И, как следует из работы [12], в этом случае дифракционная эффективность фазовой решетки изменения показателя преломления должна превышать дифракционную эффективность амплитудной решетки насыщенного усиления.

При проведении экспериментов зондирующий пучок вместе с рассеянными пучками первого порядка дифракции, распространяющимися по обе стороны от зондирующего пучка, выделялись щелью 12. С помощью CCD-матрицы снимался ряд изображений интерференционной картины этих пучков при последовательном смещении камеры вдоль оси  $z$  как в одну, так и в другую сторону от изображения АЭ 7 (рис.3). Из полученных изображений вырезалась центральная область пучка с наиболее равномерным распределением интенсивности зондирующего пучка таким образом, чтобы на вырезанном участке укладывалось целое число периодов интерференционной картины, после чего проводилось интегрирование интерференционных картин по вертикальной координате пучка. Поскольку поперечное распределение интенсивности зондирующего пучка и контраст интерференционной картины были неравномерны по сечению пучка, то контраст интерференционной картины находился по формуле

$$K = \pi \frac{\int_{-m\Lambda/2}^{m\Lambda/2} |F_n(x) - f(x)| dx}{\int_{-m\Lambda/2}^{m\Lambda/2} [F_n(x) + f(x)] dx}, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  – шаг интерференционной картины;  $m$  – целое число;  $f(x)$  – экспериментальное распределение плотности энергии излучения по поперечному сечению пучка вдоль горизонтальной координаты;  $F_n(x)$  – приближение функции  $f(x)$  полиномом степени  $n$ . Степень  $n$  выбиралась так, чтобы функция  $F_n(x)$  воспроизводила только плавное поперечное распределение плотности энергии зондирующего пучка, но не модуляцию плотности энергии по горизонтальной координате, вызванную интерференцией пучков. Для иллюстрации такого способа нахождения контраста на рис.4 представлены функции  $f(x)$  и  $F_n(x)$ , полученные при обработке изображения интерференционной картины, приведенной на рис.3,а. Для дан-

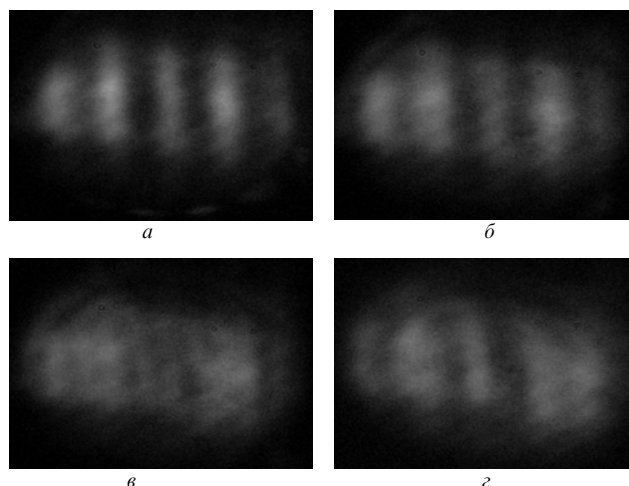


Рис.3. Изображения интерференционной картины на расстояниях  $z = 0$  (а), 20 (б), 40 (в) и 60 см (г) от выходного торца АЭ.

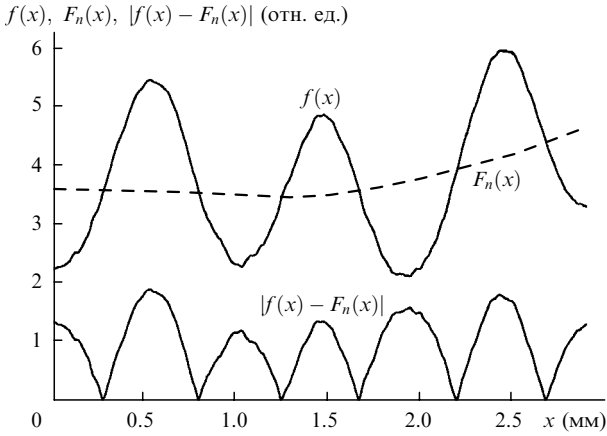


Рис.4. Иллюстрация к способу нахождения контраста интерференционной картины.

ного случая вычисленный по формуле (2) контраст интерференционной картины составил 0.4.

Найденные в эксперименте значения контраста интерференционной картины  $K$  в зависимости от смещения CCD-матрицы вдоль оси  $z$  приведены в виде экспериментальных точек на рис.5. Расстояние по оси  $z$  дано в пересчете для пучка в объектной области телескопа, состоящего из зеркал 9 и 10. Положение  $z = 0$  соответствовало центральной области АЭ 7.

**4. Обработка экспериментальных данных**

Для интерпретации результатов эксперимента была разработана простая одномерная математическая мо-

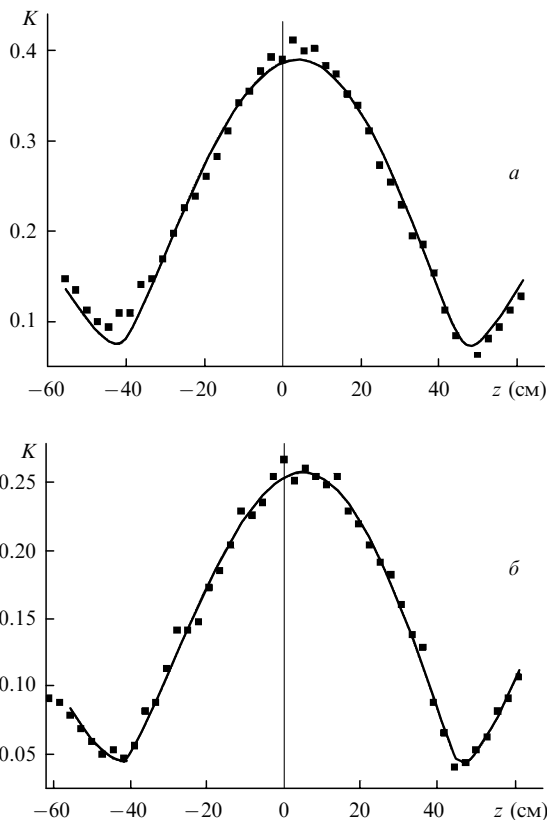


Рис.5. Изменение контраста интерференционной картины вдоль оси  $z$  при энергии насыщающих пучков 16 (а) и 6 мДж (б). Сплошные линии – расчет при  $\beta = 0.14$  (а) и 0.19 (б).

дель. Вычисления проводились в приближении «тонкой» решетки насыщенного усиления. В этом случае для нахождения инкремента усиления АЭ  $\gamma$  использовалось дифференциальное уравнение

$$T_r \frac{d\gamma(x, t)}{dt} + \gamma = P(t) - (\exp \gamma - 1)I(x, t) \tag{3}$$

с начальным условием

$$\gamma(x, 0) = \ln 8,$$

где  $T_r$  – время жизни верхнего лазерного уровня;  $P(t)$  – скорость оптической накачки;  $I(x, t)$  – интенсивность насыщающего излучения на входе в усилитель, выраженная в единицах интенсивности насыщения. В эксперименте начало генерации примерно соответствовало достижению максимальной мощности оптической накачки усилителя, в котором в этот момент времени достигалось усиление слабого сигнала, равное 8. Временная зависимость скорости накачки аппроксимировалась гауссовой функцией:  $P(t) = P(0) \exp[-(t/T_p)^2]$  при  $T_p \approx 60$  мкс. Величина  $P(0)$  выбиралась так, чтобы обеспечивалось максимальное усиление слабого сигнала, равное 24. Временная зависимость интенсивности насыщающего излучения также аппроксимировалась гауссовой функцией:  $I(x, t > 0) = I(x) \exp[-(t - t_m)^2/T_s^2]$  при  $T_s \approx 80$  мкс и  $t_m \approx 40$  мкс. Поперечное распределение интенсивности насыщающего излучения задавалось функцией  $I(x) = [4I_s \cos^2(\pi x/\Lambda) + I_{pr}] \exp(-x^2/w^2)$ , где  $I_{pr}$ ,  $I_s$  – максимальные во времени интенсивности в центре зондирующего и насыщающего пучков.

Найденный из решения уравнения (3) инкремент усиления использовался при описании амплитуды поля зондирующего пучка  $A(x, t)$  после усилителя:

$$A(x, t) = \sqrt{I_{pr}} \exp \left[ \frac{1 - i\beta}{2} \gamma(x, t) - \left( \frac{1}{2w^2} + \frac{ik}{2R} \right) x^2 - \frac{(t - t_m)^2}{2T_s^2} \right], \tag{4}$$

где  $R$  – остаточный радиус кривизны волнового фронта излучения после компенсирующей линзы. С использованием преобразования Фурье находилась область пространственного спектра зондирующего излучения, включающая в себя три основные пространственные компоненты излучения с максимальной интенсивностью:

$$F(l, t) = \int_{-r_a}^{r_a} A(x, t) \exp(2\pi i x l / \Lambda) dx, \tag{5}$$

$$-1.5 < l < 1.5,$$

где  $r_a$  – радиус АЭ. Поперечное распределение поля  $A'(x, t, z)$  на расстоянии  $z$  от изображения АЭ вычислялось путем обратного преобразования Фурье с учетом фазового набега для различных пространственных компонент поля:

$$A'(x, t, z) = (1/\Lambda) \int_{-1.5}^{1.5} F'(l, t, z) \exp(-2\pi i x l / \Lambda) dl, \tag{6}$$

$$F'(l, t, z) = F(l, t) \exp(i\pi l^2 \lambda z / \Lambda^2).$$

Поперечное распределение плотности энергии излучения в зондирующем пучке на расстоянии  $z$  от изображения АЭ находилось интегрированием интенсивности излучения по времени:

$$W(x, z) = \int_0^{\infty} |A'(x, t, z)|^2 dt. \quad (7)$$

Полученные распределения обрабатывались аналогично экспериментальным данным, и контраст интерференционной картины определялся по формуле (2). Путем изменения параметров  $\beta$ ,  $R$ ,  $A$ ,  $I_s$  проводилась подгонка расчетных кривых изменения контраста вдоль оси  $z$  к экспериментальным данным. Необходимо отметить, что хотя некоторые из этих параметров с той или иной точностью могут быть измерены непосредственно в эксперименте, информация, заключенная в кривой изменения контраста вдоль оси  $z$ , является достаточной для однозначного определения всех этих параметров. Так, шаг решетки  $A$  определяет период изменения контраста интерференционной картины вдоль оси  $z$  и может быть вычислен по расстоянию между положениями минимумов контраста. Сдвиг максимума кривой изменения контраста относительно положения АЭ ( $z = 0$ ) определяется параметром  $\beta$ . Контраст при  $z = 0$  определяется интенсивностью насыщающего излучения  $I_s$ . Остаточный радиус кривизны волнового фронта зондирующего излучения после компенсирующей линзы  $\delta$  приводит к апериодичности функции изменения контраста вдоль оси  $z$ .

Для количественного описания рассогласования экспериментальных и расчетных данных введем параметр оптимизации

$$Q = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (K_i^{\text{exp}} - K_i^{\text{calc}})^2,$$

где  $N$  – число экспериментальных точек;  $K_i^{\text{exp}}$ ,  $K_i^{\text{calc}}$  – экспериментальные и расчетные значения контраста в одних и тех же точках на оси  $z$ . Последовательным неоднократным варьированием параметров  $\beta$ ,  $R$ ,  $A$ ,  $I_s$  находились их оптимальные значения, при которых достигался минимальный параметр оптимизации  $Q_{\min}$ , сопоставимый с дисперсией разброса экспериментальных данных, обусловленного произволом в выборе области поперечного сечения зондирующего пучка для нахождения контраста по формуле (2).

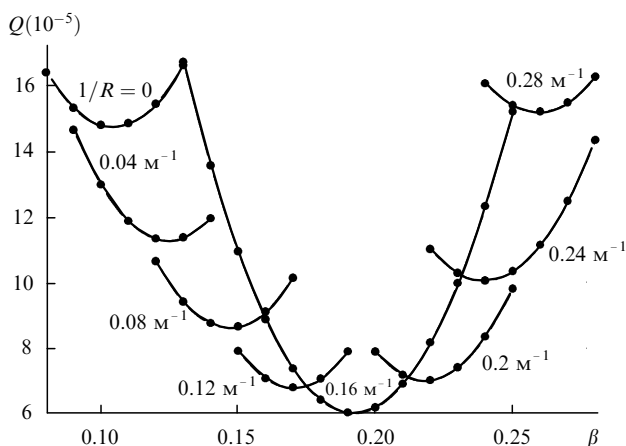


Рис.6. Зависимости параметра оптимизации  $Q$  от  $\beta$  при различных параметрах  $1/R$ .

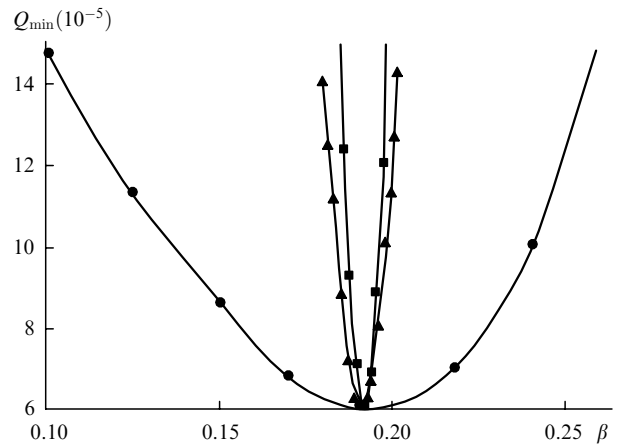


Рис.7. Зависимости минимального параметра оптимизации  $Q_{\min}$  от оптимальных значений  $\beta$  при варьировании параметров  $R$  (●),  $A$  (▲),  $I_s$  (■).

Рассмотрим «чувствительность» определения параметра  $\beta$  методом наименьших квадратов к варьированию параметров  $R$ ,  $A$ ,  $I_s$  относительно их оптимальных значений. На рис.6 представлены зависимости параметра оптимизации  $Q$  от параметра  $\beta$  для нескольких значений  $R$  при энергии насыщающих пучков 6 мДж и оптимальных значениях параметров  $A$ ,  $I_s$ . Для каждого значения параметра  $R$  находились свой минимальный параметр  $Q_{\min}(R)$  и соответствующее ему оптимальное значение параметра  $\beta(R)$ . На рис.7 приведены полученные таким образом  $Q_{\min}(R)$  в зависимости от  $\beta(R)$ , а также зависимости  $Q_{\min}$  от  $\beta$  при варьировании параметров  $A$ ,  $I_s$  относительно их оптимальных значений. Видно, что данный метод определения параметра  $\beta$  является наиболее «чувствительным» к варьированию параметра  $R$ . Например, для случая, представленного на рис.6, отказ от учета остаточного радиуса кривизны волнового фронта зондирующего излучения ( $1/R = 0$ ) приводит к сильно заниженному значению параметра  $\beta = 0.1$ , а необходимость одновременного определения параметров  $\beta$  и  $R$  снижает точность данного метода примерно в два раза.

В эксперименте в режиме свободной генерации контроль плоскостности волнового фронта методами интерферометрии осложнен из-за малой длины когерентности излучения. Однако, основываясь на уже полученных распределениях интенсивности в пучке зондирующего излучения, можно предложить метод независимого определения радиуса кривизны волнового фронта  $R$  по изменению среднего расстояния между максимумами (минимумами) интерференционной картины  $A_i$  по мере распространения зондирующего излучения вдоль оси  $z$  вблизи изображения АЭ 7. Нетрудно убедиться, что  $R = A_i(dA_i/dz)^{-1}$ .

Определенные данным способом радиусы кривизны в пределах погрешности измерения  $\pm 10\%$  совпали с полученными при обработке кривых изменения контраста. В отличие от  $R$ , варьирование параметров  $A$ ,  $I_s$  не приводит к существенным изменениям оптимальных значений параметра  $\beta$ , найденных методом наименьших квадратов. Так как эти параметры могут быть с достаточной степенью точности определены из кривой изменения контраста, ошибка в их определении практически не сказывается на точности измерения  $\beta$ .

Поскольку расчеты проводились в приближении «тонкой» усиливающей среды, то при нахождении пара-

метра  $\beta$  источником систематической ошибки служила конечная длина АЭ 7. Для ее минимизации за начало отсчета принималась центральная область изображения АЭ 7, равноудаленная от изображений его торцов. В этом случае неопределенность в вычислении продольной координаты  $z$  составляла половину приведенной длины АЭ 7 ( $L/(2n) = 1.6$  см), что при шаге решетки  $\Lambda = 1$  мм давало дополнительную ошибку в вычислении параметра  $\beta$ , равную  $\pm 0.06$ . Необходимо отметить, что данная ошибка легко устранима при построении более точной математической модели, учитывающей взаимодействие волн на решетке насыщенного усиления в объеме активной среды.

Рассматривая вопрос о точности определения параметра  $\beta$ , необходимо помнить, что помимо случайных ошибок в определении контраста поперечного распределения зондирующего излучения присутствуют систематические ошибки, обусловленные абберациями волнового фронта и неравномерностью поперечного распределения интенсивности пучка зондирующего излучения, несовершенством используемой математической модели и другими причинами. Все эти ошибки могут давать вклад в несоответствие экспериментальных и расчетных данных, характеризуемое  $Q_{\min}$ .

Для повышения достоверности результатов будем считать, что ошибка данного метода соответствует области параметров  $\beta$ , при которых параметр оптимизации  $Q$  может принимать значения, меньшие  $(2 + 1/\sqrt{N})Q_{\min}$ . Так, при малом насыщении усиления (рис.6) параметр  $\beta$  с учетом ошибки в определении координаты  $z$  может быть оценен как  $0.19 \pm 0.15$  при неизвестном параметре  $R$  и как  $0.19 \pm 0.11$  при вычислении  $R$  независимым методом. В эксперименте при энергии насыщающих пучков 16 мДж (см. рис.5,а) параметр  $\beta$ , найденный при одновременном варьировании параметров  $\beta$  и  $R$ , составил  $0.14 \pm 0.16$ .

## 5. Обсуждение результатов

Результаты данной работы подтверждают существование фазовой составляющей решетки насыщенного усиления в ИАГ: Nd при ламповой накачке. В то же время не было выявлено существенного роста параметра  $\beta$  в области высоких коэффициентов усиления ( $\alpha > 0.3$  см<sup>-1</sup>), наблюдаемого в работах [12, 17]. Возможно, такое несоответствие результатов объясняется спецификой условий проведения экспериментов. В частности, в качестве охлаждающей жидкости нами применялся 0.2 %-ный водный раствор дихромата калия (K<sub>2</sub>Cr<sub>2</sub>O<sub>7</sub>), используемый в системах охлаждения твердотельных лазеров для предотвращения радиационного окрашивания лазерных кристаллов под действием коротковолновых компонент излучения накачки. Согласно [22] в трехмиллиметровом слое 0.2 %-ного раствора дихромата калия (~0.7 % от нормальной концентрации или 2 г/л) происходит эффективное поглощение компонент излучения накачки с длиной волны менее 430 нм, что препятствует заселению уровня  $^2(F_2)_{5/2}$  иона Nd<sup>3+</sup> непосредственно с метастабильного уровня  $^4F_{3/2}$  под воздействием излучения накачки. Заселение же других метастабильных уровней 4f-оболочки ( $^4D_{3/2}$ ,  $^2P_{3/2}$ ), по всей видимости, оказывает существенно меньшее влияние на изменение поляризуе-

мости активной среды на частоте излучения генерации вследствие удаленности этих энергетических уровней от уровней 5d-оболочки.

## 6. Заключение

В настоящей работе предложен метод прямого измерения соотношения амплитудной и фазовой составляющих решетки инверсной населенности. Использование эффекта Тальбота позволяет отказаться от применения зондирующих пучков на нерезонансной частоте излучения для выделения фазовой составляющей решетки, что повышает достоверность измерений отношения вещественной и мнимой частей резонансной восприимчивости лазерной среды. Проведенные исследования показали, что при условии фильтрации коротковолновой части спектра излучения ламповой накачки отношение вещественной и мнимой частей резонансной восприимчивости лазерной среды ИАГ: Nd не превышает 0.3 при коэффициенте усиления  $\alpha < 0.5$  см<sup>-1</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-17316) и INTAS (№ 03-51-4893).

1. Brignon A., Loiseau L., Larat C., Huignard J.-P., Pocholle J.-P. *Appl. Phys. B*, **69**, 159 (1999).
2. Афанасьев Л.А., Ионин А.А., Киселев Е.А., Климачев Ю.Н., Котков А.А., Сеницын Д.В. *Квантовая электроника*, **21**, 557 (1994).
3. Antipov O.L., Belyaev S.I., Kuzhelev A.S. *Opt. Commun.*, **117**, 290 (1995).
4. Brignon A., Huignard J.-P. *Opt. Commun.*, **119**, 171 (1995).
5. Бельдогин И.М., Золотарев М.В., Киреев С.Е., Одинцов А.И. *Квантовая электроника*, **13**, 825 (1986).
6. Бельдогин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петникова В.М., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
7. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
8. Денисов А.А., Куликов О.Л., Пилипецкий Н.Ф. *Квантовая электроника*, **16**, 658 (1989).
9. Пашинин П.П., Сидорин В.С., Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **24**, 55 (1997).
10. Пашинин П.П., Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **25**, 727 (1998).
11. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V. *Opt. Express*, **5** (12), 286 (1999).
12. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Чаусов Д.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 740 (1999).
13. Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1157 (1994).
14. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. *Лазеры на алломитриевом гранате с неодимом* (М.: Радио и связь, 1985, с. 27).
15. Воронин В.Г., Наний О.Е., Панкратов А.В. *Квантовая электроника*, **29**, 106 (1999).
16. Полушкин Н.И., Хандохин П.А., Ханнин Я.И. *Квантовая электроника*, **10**, 1461 (1983).
17. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
18. Antipov O.L., Chausov D.V., Yarovoy V.V. *Opt. Commun.*, **189**, 143 (2001).
19. Bufetova G.A., Nikolaev D.A., Shcherbakov I.A., Tsvetkov V.B. *Laser Phys.*, **13**, 245 (2003).
20. Patorski K. *Progress in Optics*, **27**, 3 (1989).
21. Woerdman J.P. *Phys. Lett.*, **32A**, 305 (1970).
22. Jones H.C., Strong W.W. *A Study of the Absorption Spectra* (Washington, D.C.: Carnegie Institution of Washington, 1910, p. 26).