

# Исследование фазовой составляющей решетки инверсной населенности в кристалле $YAlO_3:Nd$ при ламповой накачке

В.В.Туморин, Н.Н.Ильичёв

*Исследовано соотношение фазовой и амплитудной составляющих решетки инверсной населенности в кристалле  $YAlO_3:Nd$  для различных поляризаций зондирующего излучения и условий ламповой накачки. Показана существенная роль температурных решеток изменения показателя преломления при вырожденных многоволновых взаимодействиях в насыщенной лазерной среде.*

**Ключевые слова:** эффект Тальбота, решетка инверсной населенности, твердотельные лазеры.

## 1. Введение

Создание в последние годы целого ряда адаптивных лазерных систем с обращением волнового фронта (ОВФ) излучения при вырожденном четырехволновом смещении (ВЧВС) в насыщенной лазерной среде [1–5] дало новый толчок исследованиям нелинейных резонансных свойств лазерных материалов. В ряде случаев развитие генерации в схеме взаимного петлевого резонатора с ВЧВС-зеркалом [6–9] может быть объяснено наличием фазовой составляющей решетки инверсной населенности [10], записываемой в активной среде лазера под действием излучения суперлюминесценции.

Возникновение фазовых решеток изменения показателя преломления является следствием не только зависимости тепловыделения от степени насыщения лазерной среды [11–15], но и различия поляризуемости ионов активатора, находящихся в основном и возбужденных метастабильных состояниях [16–19]. Для количественного описания соотношения дифракционных эффективностей фазовой и амплитудной составляющих решеток инверсной населенности принято использовать параметр [18, 19]

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

где  $\chi_{rl}$  и  $\chi_{im}$  – вещественная и мнимая части резонансной восприимчивости  $\chi = \chi_{rl} + i\chi_{im}$  лазерной среды;  $k$  – волновое число;  $\delta\alpha$  и  $\delta n$  – изменения коэффициента усиления по полю  $\alpha$  и показателя преломления лазерной среды  $n$  при снятии инверсии насыщающим излучением.

Наиболее распространенной активной средой для создания твердотельных лазеров с ВЧВС является кристалл  $YAG:Nd$ , что объясняет повышенный интерес к изучению его нелинейных свойств. В проводимых ранее исследованиях [16–18] электронной компоненты показателя преломления кристалла  $YAG:Nd$ , изменяющейся под действием излучения накачки, применялись интерференционные методы с использованием зондирующих пучков нерезонансного излучения. В ряде работ [17, 19–21] методами вырожденного и невырожденного четырехволнового смещения исследовалась фазовая составляющая решетки насыщенного усиления. Результаты этих работ свидетельствуют о том, что при увеличении мощности ламповой накачки кристалла  $YAG:Nd$  происходит нелинейный рост параметра  $\beta$ , который может достигать значений 1.2–1.6 при  $\alpha = 0.45 \text{ см}^{-1}$ . Сильную зависимость показателя преломления кристалла  $YAG:Nd$  от плотности инверсной населенности авторы этих работ связывают с заселением высоколежащих метастабильных уровней 4f-оболочки иона  $Nd^{3+}$  с высокими значениями поляризуемости, в первую очередь самого верхнего уровня  ${}^2F(2)_{5/2}$  с временем жизни 3 мкс.

Эффективное заселение этого уровня с метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$  происходит при наличии в спектре накачки УФ компонент с длиной волны  $\lambda < 330 \text{ нм}$ , обеспечивающих переход на уровни 5d-оболочки с последующей безызлучательной релаксацией на уровень  ${}^2F(2)_{5/2}$  [22]. В матрице ортоалюмината иттрия ( $YAlO_3$ ) уровни энергии 5d-оболочки иона  $Nd^{3+}$  лежат выше  $52000 \text{ см}^{-1}$ , а сечения межконфигурационных переходов на порядок меньше, чем в матрице  $YAG:Nd$  [23]. При этом энергетический зазор в  $YAlO_3:Nd$  между уровнями 5d-оболочки и уровнем  ${}^2F(2)_{5/2}$  составляет  $14000 \text{ см}^{-1}$ , вследствие чего многофононные безызлучательные переходы между этими уровнями маловероятны и опустошение уровней 5d-оболочки идет в основном за счет люминесценции. Это подтверждается наблюдаемой сильной люминесценцией с уровней 5d-оболочки в области длин волн 370–420 нм при накачке кристалла  $YAlO_3:Nd$  излучением гармоник неодимового лазера [22]. Исходя из вышесказанного, можно предположить, что в кристалле  $YAlO_3:Nd$  заселение уровня  ${}^2F(2)_{5/2}$  при ламповой накачке будет происходить с меньшей эффективностью, чем в  $YAG:Nd$ .

Недостатком методов измерения параметра  $\beta$  с помощью зондирующих пучков с нерезонансной частотой излучения является сложность подбора источника излучения. Так, например, при использовании He–Ne-лазера

В.В.Туморин, Н.Н.Ильичёв. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ilichev@kapella.gpi.ru, vtumorin@kapella.gpi.ru

( $\lambda = 0.633$  мкм) частота зондирующего излучения близка к частотам переходов между уровнями энергии иона неодама  ${}^4I_{9/2} - {}^2H_{11/2}$  и  ${}^4F_{3/2} - {}^4D_{1/2}$  ( ${}^4D_{3/2}$ ,  ${}^4D_{5/2}$ ,  ${}^2L_{15/2}$ ), что может приводить к ошибкам в оценке поляризуемости возбужденных состояний ионов неодама на резонансной частоте излучения.

Нами был предложен метод определения параметра  $\beta$  на резонансной частоте зондирующего излучения [24], основанный на самовоспроизведении поля излучения в ближней зоне после решетки (эффект Тальбота) [25]. Суть метода заключается в том, что если на «тонкую» решетку с периодом  $L$  падает плоская монохроматическая волна, то на расстояниях, кратных половине расстояния Тальбота  $Z_T/2 = L^2/\lambda$ , после решетки происходит восстановление ее образа. При этом контраст интерференционной картины зондирующего и дифрагировавших на решетке пучков есть периодическая функция от расстояния до решетки  $z$  с периодом  $Z_T/2$ . В случае синусоидальной амплитудно-фазовой решетки с малой глубиной модуляции пропускания  $T(x) \sim \exp[\Delta x(1 - i\beta) \cos(2\pi x/L)]$  максимумы контраста достигаются на расстояниях  $[(\arctan \beta)/\pi + m]Z_T/2$  от решетки, где  $m$  – целое число. Таким образом, зная сдвиг кривой изменения контраста вдоль оси  $z$  относительно положения решетки, можно определить параметр  $\beta$ .

Сложность данного метода применительно к стандартным кристаллическим активным элементам (АЭ) цилиндрической формы заключается в том, что при выполнении условия «тонкой» решетки [26]  $Q = 2\pi\lambda L/(n\lambda^2) \ll 1$  (где  $Q$  – параметр Клейна,  $L$  – длина АЭ) вследствие разбегания дифрагировавших на решетке пучков уже на расстояниях  $Z_T/2$  от решетки не происходит восстановления контраста интерференционной картины. При этом интерференционная картина оказывается искаженной дифракцией излучения на апертуре АЭ. По этой причине в наших экспериментах с помощью телескопа строилось изображение АЭ и рассматривалось изменение контраста интерференционной картины как до, так и после изображения АЭ. Для нахождения параметра  $\beta$  проводились численное моделирование и подгонка расчетных кривых изменения контраста к экспериментальным данным.

Погрешность определения параметра  $\beta$  в наших экспериментах составляла примерно  $\pm 0.1$ , что сопоставимо с полученными для  $YAG: Nd$  значениями  $\beta$ . Поэтому в экспериментах по определению зависимости параметра  $\beta$  от условий накачки целесообразно использовать среды с большими  $\beta$ . В роли такой среды может выступать  $YAlO_3: Nd$ , который является анизотропным кристаллом, близким по своим физическим и генерационным свойствам к  $YAG: Nd$ . Сечения лазерных переходов в  $YAlO_3: Nd$  зависят от направлений распространения и поляризации усиливаемого излучения [27, 28]. Максимальным сечением обладает переход на  $\lambda = 1.0795$  мкм при распространении излучения вдоль оси  $b$  кристалла с  $E \parallel c$ , причем для ортогональной поляризации ( $E \parallel a$ ) сечение этого вынужденного перехода примерно в четыре раза меньше [27]. Предполагая, что дифракционная эффективность фазовой составляющей решетки инверсной населенности слабо зависит от поляризации падающего излучения, следует ожидать высоких значений параметра  $\beta$  для поляризации зондирующего излучения, соответствующей  $E \parallel a$ .

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Использовался АЭ  $YAlO_3: Nd$  с атомной концентрацией  $Nd^{3+}$ , равной 1 %. АЭ имел размер  $\varnothing 6.3 \times 65$  мм и был вырезан вдоль кристаллографической оси  $b$ . Возбуждение АЭ проводилось лампой накачки ИНП-5/60 в квантрон К-301. В качестве охлаждающей жидкости применялся 0.2%-ный водный раствор дихромата калия. Запись решетки инверсной населенности в АЭ проводилась при насыщенном усилении двух пересекающихся пучков излучения свободной генерации внешнего лазера на кристалле  $YAlO_3: Nd$  ( $\lambda = 1.0795$  мкм) с поляризацией  $E \parallel c$ . Интерферирующие пучки формировались при отражении от поверхностей стеклянных клиньев 3, расположенных под углом  $\sim 0.54$  мрад на расстоянии несколько десятков микрометров друг от друга.

Часть излучения внешнего лазера использовалась как зондирующий пучок, который, отражаясь от передней поверхности системы клиньев 3, входил в АЭ 4 под углом  $\sim 3$  мрад к плоскости распространения насыщающих пучков. При этом проекция направления распространения зондирующего пучка на плоскость насыщающих пучков совпадала с биссектрисой угла между ними. Лазерная система работала с частотой повторения импульсов 2.5 Гц. Отрицательная линза 5 с фокусным расстоянием 7.5 м служила для компенсации термолинзы, наведенной в АЭ 4. Телескоп, состоящий из сферического отражателя 6 с радиусом кривизны 2 м и глухого зеркала 8 с радиусом кривизны 1.2 м, позволял получать изображение АЭ 4 на CCD-матрице 9. Видеосигнал с CCD-матрицы оцифровывался и поступал в компьютер. CCD-матрица смещалась вдоль оси  $z$  относительно положения изображения АЭ 4, что приводило к изменению положения объектной плоскости телескопа. Щель 7 с регулируемым промежутком находилась в общей фокальной плоскости зеркал телескопа и служила для фильтрации боковых пространственных максимумов высших порядков дифракции зондирующего излучения на решетке усиления. В области щели 7 перекрывались также мощные насыщающие пучки.

Эксперименты проводились при постоянной энергии насыщающих пучков на входе в усилитель, равной 15 мДж. Энергия зондирующего пучка была примерно в 25 раз меньше. Для изменения поляризации зондирующего излучения с  $E \parallel c$  на  $E \parallel a$  использовался кварцевый вра-

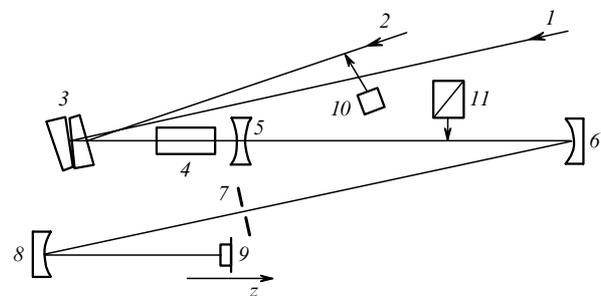


Рис. 1. Схема эксперимента:

1, 2 – насыщающий и зондирующий пучки; 3 – система клиньев; 4 – АЭ  $YAlO_3: Nd$ ; 5 – компенсирующая отрицательная линза; 6 – отражатель с радиусом кривизны 2 м; 7 – щель; 8 – глухое зеркало с радиусом кривизны 1.2 м; 9 – CCD-камера; 10 – 90-градусный кварцевый вращатель поляризации; 11 – призма Глана.

щатель поляризации  $10$ . В экспериментах с поляризацией зондирующего излучения  $E \parallel a$  после АЭ 4 устанавливался дополнительный поляризатор в виде призмы Глана  $11$ , выводящий из системы мощное насыщающее излучение с поляризацией  $E \parallel c$ .

### 3. Результаты экспериментов

На первом этапе был измерен параметр  $\beta$  для поляризации зондирующего излучения  $E \parallel c$  по методике работы [24]. При энергии накачки АЭ 50 Дж он составил  $0.13 \pm 0.1$ , что примерно соответствует полученному нами ранее значению  $\beta$  для  $YAG : Nd$  [24] при аналогичных экспериментальных условиях.

Уменьшение дифракционной эффективности амплитудной решетки усиления при изменении поляризации зондирующего излучения на  $E \parallel a$  приводило к снижению максимального контраста интерференционной картины, который в этом случае оказывался соизмеримым с неравномерностью поперечного распределения поля зондирующего излучения, вызванной дифракцией на апертуре АЭ. В результате увеличивалась погрешность определения контраста интерференционной картины по методике работы [24].

В настоящей работе для нахождения малых значений контраста интерференционной картины для каждого положения ПЗС-матрицы на оси  $z$  записывались два изображения поперечного распределения интенсивности зондирующего излучения: при наличии решетки инверсной населенности в АЭ и в ее отсутствие (насыщающие пучки перекрывались перед АЭ). Полученные распределения интенсивности по поперечной координате нормировались на полную интенсивность зондирующего излучения для каждого изображения. Контраст интерференционной картины находился как удвоенный модуль фурье-компоненты разности нормированных распределений интенсивности зондирующего излучения на пространственной частоте:

$$K = 2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} [F(x) - F'(x)] \exp\left(\frac{2\pi i x}{A}\right) dx \right|, \quad (2)$$

где  $F(x)$  и  $F'(x)$  – нормированные поперечные распределения интенсивности зондирующего излучения в присутствии и в отсутствие решетки насыщенного усиления.

Данный способ нахождения контраста интерференционной картины позволяет минимизировать ошибки, вызванные неравномерностью поперечного распределения интенсивности зондирующего излучения. На рис.2 показано изменение контраста интерференционной картины, полученное по методике работы [24] для поляризации зондирующего излучения  $E \parallel c$  и предложенным способом для  $E \parallel a$ . Расстояния вдоль оси  $z$  даны в пересчете для пучка в объектной области телескопа, состоящего из зеркал 6 и 8. Положение  $z = 0$  соответствовало центральной области АЭ 4. При обработке экспериментальных данных использовалась математическая модель, описанная в [24].

Значения параметра  $\beta$ , полученные для поляризации зондирующего излучения  $E \parallel a$ , в 4.3 раза превышали его значения для случая  $E \parallel c$ , что примерно соответствует соотношению сечений вынужденных переходов для ортогональных поляризаций в  $YAlO_3 : Nd$ . Это указывает на то, что дифракционная эффективность фазовой состав-

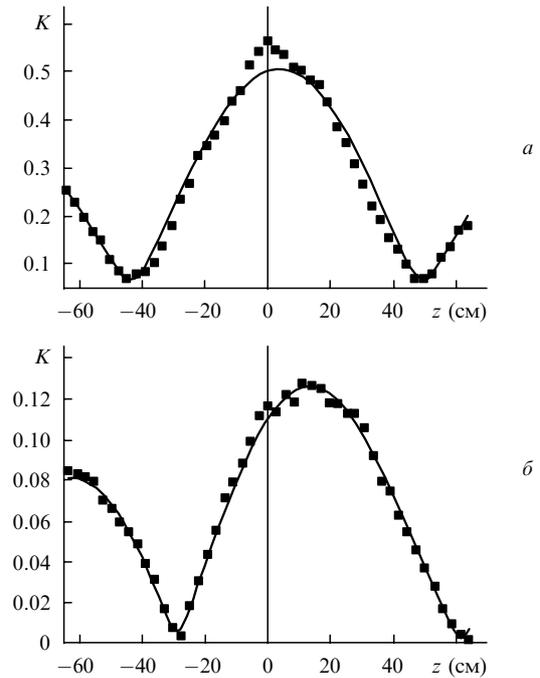


Рис.2. Изменение контраста  $K$  вдоль оси  $z$  при поляризации зондирующего излучения  $E \parallel c$  (а) и  $E \parallel a$  (б). Точки – эксперимент, кривые – расчет при  $\beta = 0.13$  (а) и  $0.56$  (б).

ляющей решетки инверсной населенности в  $YAlO_3 : Nd$  слабо зависит от поляризации зондирующего излучения. Абсолютная погрешность измерений параметра  $\beta$  при этом практически не изменилась и составляла  $\pm 0.1$ , что позволяло исследовать зависимость  $\beta$  от параметров накачки.

Эксперименты, проведенные при энергии накачки 25, 50 и 75 Дж, показали, что зависимость параметра  $\beta$  от коэффициента усиления насыщенного излучения близка к линейной (рис.3). При этом максимальное изменение  $\beta$  было соизмеримо с погрешностью метода измерения:  $\beta$  увеличивалось от  $0.48 \pm 0.1$  при  $\alpha = 0.28 \text{ см}^{-1}$  до  $0.59 \pm 0.1$  при  $\alpha = 0.47 \text{ см}^{-1}$ . Зависимость параметра  $\beta$  от коэффициента усиления лазерной среды свидетельствует о том, что помимо различия поляризуемостей уровней  ${}^4F_{3/2}$  и  ${}^4I_{9/2}$  иона  $Nd^{3+}$  существуют и другие факторы, обуславливающие возникновение фазовой составляющей решетки инверсной населенности.

Для изучения того, как влияет наличие коротковолновой области спектра излучения накачки на параметр  $\beta$ , был проведен эксперимент, в котором  $YAlO_3 : Nd$  помещался в квантрон с моноблоком из чистого кварца. В

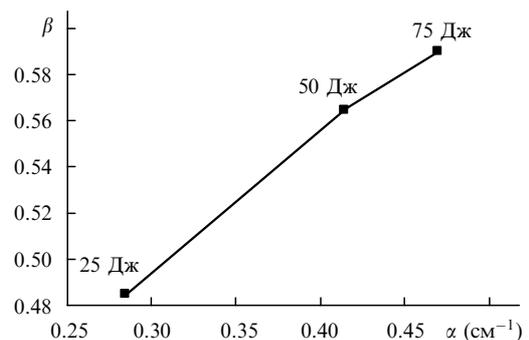


Рис.3. Зависимость параметра  $\beta$  от коэффициента усиления  $\alpha$  при варьировании энергии ламповой накачки.

качестве охлаждающей жидкости использовалась дистиллированная вода. В этом эксперименте при поляризации зондирующего излучения  $E \parallel a$  и энергии накачки 50 Дж параметр  $\beta = 0.34 \pm 0.1$ , что существенно меньше  $\beta = 0.56 \pm 0.1$ , полученного при фильтрации коротковолновой области спектра излучения накачки.

Зависимость параметра  $\beta$  от спектрального состава излучения накачки может иметь простое объяснение. Как уже отмечалось, заселение высоколежащего уровня  ${}^2\text{F}(2)_{5/2}$  в  $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$  должно происходить с меньшей эффективностью, чем в  $\text{YAG}:\text{Nd}$ , вследствие большего энергетического зазора между уровнями 4f- и 5d-оболочек. В этом случае влияние на показатель преломления лазерной среды может оказывать населенность уровня  ${}^2\text{P}_{3/2}$  иона  $\text{Nd}^{3+}$  с энергией  $26000 \text{ см}^{-1}$ , время жизни которого в  $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$  составляет 780 нс [29]. Полосы накачки для этого уровня расположены в диапазоне длин волн 330–370 нм [30].

Как показали проведенные нами измерения спектрального состава излучения накачки, в квантронах К-301 эффективно поглощается излучение коротковолновой области спектра накачки с  $\lambda < 430 \text{ нм}$ . Поэтому в подобных квантронах эффективное заселение уровня  ${}^2\text{P}_{3/2}$  происходит только с верхнего лазерного уровня  ${}^4\text{F}_{3/2}$ . При этом запись в лазерной среде решетки инверсной населенности приводит к возникновению решетки населенности высоколежащего уровня  ${}^2\text{P}_{3/2}$  и соответственно к увеличению амплитуды решетки изменения показателя преломления. В отсутствие фильтрации коротковолновой области спектра излучения накачки эффективности заселения уровня  ${}^2\text{P}_{3/2}$  из основного состояния иона  $\text{Nd}^{3+}$  и с верхнего лазерного уровня различаются меньше, что вызывает уменьшение фазовой составляющей решетки инверсной населенности.

Изменение спектрального состава излучения накачки влияет также на соотношение между тепловыделением при поглощении излучения накачки из основного состояния иона  $\text{Nd}^{3+}$  и с верхнего лазерного уровня. Фильтрация коротковолновой области спектра не приводит к существенному изменению тепловыделения при поглощении излучения накачки с верхнего лазерного уровня, поскольку в спектре поглощения иона  $\text{Nd}^{3+}$  на  $\lambda < 330 \text{ нм}$  присутствуют лишь отдельные узкие линии поглощения. Тепловыделение при поглощении излучения накачки из основного состояния, напротив, сильно зависит от интенсивности излучения этой области спектра. Таким образом, фильтрация коротковолновой области спектра излучения накачки вызывает уменьшение относительного тепловыделения в минимумах решетки инверсной населенности, что при положительной зависимости показателя преломления лазерной среды от температуры приводит к увеличению параметра  $\beta$ .

Необходимо отметить, что при проведении эксперимента произошло заметное радиационное окрашивание кристалла  $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$ . Однако повторные эксперименты с этим АЭ в квантроне К-301 показали, что возникшее радиационное окрашивание кристалла не влияет на параметр  $\beta$  в пределах точности метода.

Полученные в описанных экспериментах значения параметра  $\beta$  являются усредненными за время действия насыщающего и зондирующего излучений свободной генерации внешнего лазера с полной длительностью около 200 мкс. Дополнительную информацию о природе фазовой составляющей решетки инверсной населенности мо-

жет дать изучение временной зависимости параметра  $\beta$ . Так, резонансная составляющая фазовой решетки, обусловленная различием поляризуемостей основного и верхнего лазерного уровней ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , пропорциональна амплитудной составляющей решетки насыщенного усиления. Фазовая решетка, возникающая при заселении с верхнего лазерного уровня высоколежащих уровней 4f-оболочки под действием излучения накачки, зависит не только от населенности верхнего лазерного уровня, но и от интенсивности излучения ламповой накачки.

Время релаксации синусоидальных температурных решеток  $\tau_t$  зависит от периода решетки  $L$ . При  $L = 1 \text{ мм}$  время релаксации  $\tau_t = L^2/(4\pi^2\kappa) \approx 5 \text{ мс}$  (где  $\kappa = 0.049 \text{ см}^2/\text{с}$  [31] – коэффициент температуропроводности кристалла  $\text{YAlO}_3$ ), что существенно больше времени жизни верхнего лазерного уровня и соответственно времени релаксации решетки инверсной населенности. Таким образом, температурная решетка изменения показателя преломления в нашем эксперименте может давать существенный вклад в фазовую составляющую решетки инверсной населенности при больших длительностях взаимодействия.

Для изучения временной зависимости параметра  $\beta$  был проведен эксперимент, в котором в качестве зондирующего пучка использовалось одномодовое излучение дополнительного лазера на кристалле  $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$ , работающего в режиме пассивной модуляции добротности резонатора. Поляризация зондирующего излучения в АЭ 4 соответствовала  $E \parallel a$ . Измерения контраста вдоль оси  $z$  в различные моменты времени существования решетки проводились путем изменения времени задержки между импульсами накачки генераторов зондирующего и насыщающего излучений. При обработке экспериментальных данных использовалась упрощенная математическая модель, в которой в отличие от работы [24] рассматривалась синусоидальная решетка с распределением инкремента усиления по поперечной координате  $\gamma(x) = (1 - i\beta)\Delta\gamma \cos^2(\pi x/L)$ .

Полученные временные зависимости амплитудной ( $\Delta\gamma$ ) и фазовой ( $\Delta\psi = \beta\Delta\gamma$ ) составляющих решетки, представленные на рис.4, свидетельствуют о том, что фазовая составляющая решетки имеет сильную температурную компоненту, время жизни которой существенно превышает время жизни решетки инверсной населенности. В результате присутствия этой компоненты параметр  $\beta$  неуклонно растет во времени и для поляризации излучения  $E \parallel a$  при  $t > 300 \text{ мкс}$  становится больше единицы. Таким образом, при малом угле пересечения усиливаемых пучков и большом времени взаимодействия температурные

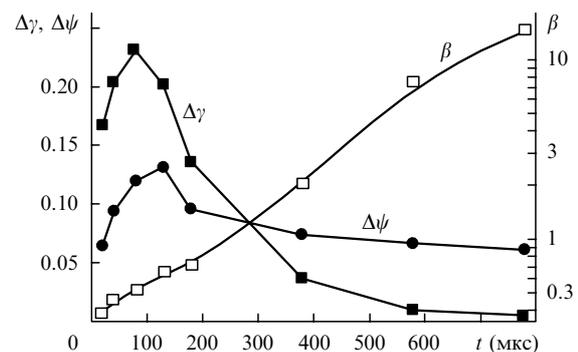


Рис.4. Временные зависимости амплитудной ( $\Delta\gamma$ ) и фазовой ( $\Delta\psi$ ) составляющих решетки инверсной населенности, а также параметра  $\beta$ .

решетки изменения показателя преломления могут играть существенную роль при многоволновых взаимодействиях в кристаллических лазерных средах. Этот вывод согласуется с результатами работы [32], в которой исследовался порог генерации голографического лазера на YAG: Nd со взаимным петлевым резонатором в зависимости от угла пересечения взаимодействующих пучков.

#### 4. Заключение

Проведенные исследования соотношения фазовой и амплитудной составляющих решетки инверсной населенности в YAlO<sub>3</sub>: Nd на резонансной частоте излучения показали, что анизотропия сечения вынужденного перехода в YAlO<sub>3</sub>: Nd обуславливает зависимость параметра  $\beta$  от поляризации зондирующего излучения с  $\lambda = 1.0795$  мкм. При одинаковых экспериментальных условиях для ортогональных поляризаций параметр  $\beta = 0.13 \pm 0.1$  и  $0.56 \pm 0.1$ . Это свойство YAlO<sub>3</sub>: Nd позволяет повысить относительную точность метода измерений  $\beta$ , основанного на эффекте самовоспроизведения поля излучения в ближней зоне после решетки.

В работе продемонстрирована зависимость параметра  $\beta$  от мощности ламповой накачки: при увеличении коэффициента усиления среды от 0.28 до 0.47 см<sup>-1</sup> параметр  $\beta$  для поляризации зондирующего излучения  $E \parallel a$  увеличился от 0.48 до 0.59. Была также обнаружена зависимость  $\beta$  от интенсивности излучения коротковолновой области спектра ламповой накачки. Измерения амплитудной и фазовой составляющих в различные моменты времени жизни решетки инверсной населенности показали, что при малом угле пересечения пучков насыщающего излучения температурные решетки изменения показателя преломления могут играть существенную роль в процессах вырожденных многоволновых смещений в кристаллических лазерных средах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16059) и INTAS (проект № 03-51-4893).

1. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
2. Lam S.Y., Damzen M.J. *Appl. Phys. B*, **76**, 237 (2003).
3. Thompson B.A., Minassian A., Eason R.W., Damzen M.J. *Appl. Opt.*, **41**, 5638 (2002).
4. Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P., Pocholle J.-P. *Opt. Lett.*, **23**, 1093 (1998).
5. Antipov O.L., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zino-

6. Beldyogin I.M., Berenberg V.A., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петникова В.М., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
7. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinov'ev A.P. *Opt. Commun.*, **152**, 313 (1998).
8. Пашинин П.П., Сидорин В.С., Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **24**, 55 (1997).
9. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Кялбиева С.А. *Квантовая электроника*, **27**, 145 (1999).
10. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V. *Opt. Express*, **5** (12), 286 (1999).
11. Chen Y.F., Liao C.C., Lan Y.P., Wang S.C. *Appl. Phys. B*, **70**, 487 (2000).
12. Fluck R., Hermann M.R., Hackel L.A. *Appl. Phys. B*, **70**, 491 (2000).
13. Pollnau M., Hardman P.J., Kern M.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Phys. Rev. B*, **58**, 16076 (1998).
14. Hardman P.J., Clarkson W.A., Friel G.J., Pollnau M., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 647 (1999).
15. Blows J.L., Omatsu T., Dawes J., Pask H., Tateda M. *IEEE Photonics Technology Lett.*, **10**, 1727 (1998).
16. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Savikin A.P., Vorob'ev V.A., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 647 (2003).
17. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1072 (1999).
18. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
19. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Чаусов Д.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 740 (1999).
20. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V. *Opt. Lett.*, **23**, 448 (1998).
21. Bufetova G.A., Nikolaev D.A., Shcherbakov I.A., Tsvetkov V.B. *Laser Phys.*, **13**, 245 (2003).
22. Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. *Квантовая электроника*, **32**, 793 (2002).
23. Дубинский М.А., Столов А.Л. *ФТТ*, **27**, 2194 (1985).
24. Ильичев Н.Н., Туморин В.В. *Квантовая электроника*, **34**, 283 (2004).
25. Paturski K., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 1989, Vol. 27, p. 3).
26. Klein W.R., Cook B.D. *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, **14**, 123 (1967).
27. Hanson F., Poirier P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1311 (1995).
28. Dischler B., Ennen H. *J. Appl. Phys.*, **60**, 376 (1986).
29. Басиев Т.Т., Дергачев А.Ю., Орловский Ю.В., Осико В.В., Прохоров А.М. *Труды ИОФРАН*, **46**, 3 (1994).
30. Weber M.J., Varitimos T.E. *J. Appl. Phys.*, **42**, 4996 (1971).
31. Penzkofer A. *Prog. Quantum Electron.*, **12**, 291 (1988).
32. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12**, 4313 (2004).