

# Механизмы изменения показателя преломления лазерного кристалла YAG : Yb при интенсивной накачке

О.Л.Антипов, Д.В.Бредихин, О.Н.Еремейкин, Е.В.Ивакин,  
А.П.Савикин, А.В.Суходолов, К.А.Фёдорова

С помощью поляризационной интерферометрии и тестирования динамических решеток исследованы механизмы изменения показателя преломления, которые возникают в лазерном элементе, выполненном в виде диска из YAG : Yb, при интенсивной диодной накачке. Обнаружено, что изменения электронной компоненты показателя преломления, имеющие место при изменении населённости электронных уровней ионов Yb<sup>3+</sup> (основного состояния <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> и верхнего уровня рабочего лазерного перехода <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>) и обусловленные различием поляризуемостей этих уровней, на порядок превышают тепловые изменения показателя преломления. Показано, что разность поляризуемостей Δn на длине волны тестирования 633 нм составляет  $1.9 \times 10^{-26} \text{ см}^3$ , а на длине волны лазерного перехода 1029 нм – примерно  $1.6 \times 10^{-26} \text{ см}^3$ .

**Ключевые слова:** лазерные кристаллы и стёкла, кристалл YAG : Yb, изменения показателя преломления, поляризуемость, нелинейно-оптические свойства.

## 1. Введение

Интенсивная накачка лазерных кристаллов сопровождается значительными изменениями их показателя преломления, которые приводят к ограничению мощности генерации и качества светового пучка в лазерных усилителях и генераторах. Изменения показателя преломления (ИПП) в лазерных кристаллах при накачке обусловлены не только тепловым нагревом, но и изменением населённости возбужденных уровней ионов активатора (Nd<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Tm<sup>3+</sup> и др.). ИПП при изменении населённостей электронных уровней объясняется различием поляризуемостей этих уровней [1–4]. Ранее было показано, что при интенсивной диодной накачке лазерных кристаллов и стёкол, легированных ионами Nd<sup>3+</sup>, электронная компонента ИПП может быть сопоставима с тепловой компонентой [2–4].

Лазерные кристаллы и стёкла, легированные ионами Yb<sup>3+</sup>, представляются в настоящее время наиболее перспективными материалами для активных сред мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой [5–7]. Структура уровней ионов Yb<sup>3+</sup> в таких лазерных материалах обеспечивает малое различие квантов накачки и генерации, а также отсутствие эффектов ап-конверсии и поглощения из возбуждённого состояния (рис. 1). Благодаря этому тепловые искажения пучков в таких лазерных средах минимизированы, и электронные ИПП, обусловленные различием поляризуемостей возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb<sup>3+</sup>, могут стать доминирующими. Недавние исследования показали, что сильные электронные ИПП в легированных иттербием волоконных лазерах могут играть существенную роль в процессах суммиро-

вания излучения многоканальных лазеров [8]. Однако информации относительно электронных ИПП в Yb-содержащих лазерных кристаллах до последнего времени не было.

Настоящая работа посвящена исследованиям механизмов ИПП в кристалле YAG : Yb при интенсивной диодной накачке с использованием методов поляризационной интерферометрии и динамических решеток. Основная цель этих исследований состояла в определении вкладов электронной и тепловой компонент ИПП.

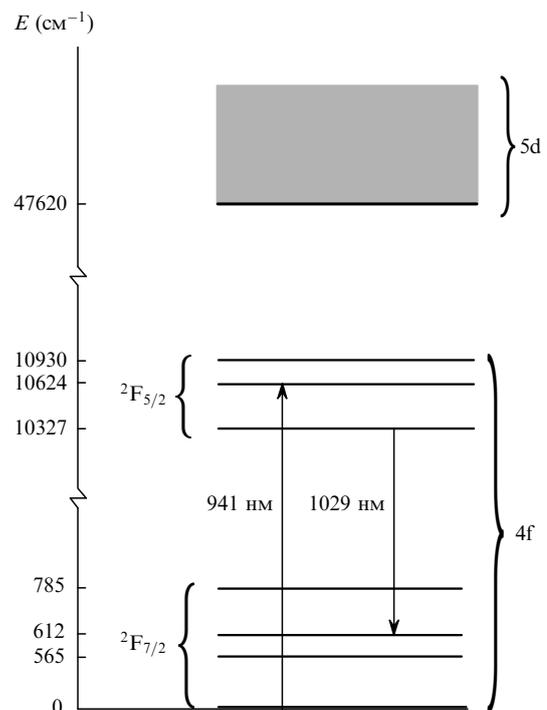


Рис. 1. Структура энергетических уровней ионов Yb<sup>3+</sup> в кристалле YAG : Yb.

О.Л.Антипов, Д.В.Бредихин, О.Н.Еремейкин, А.П.Савикин, К.А.Фёдорова. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru  
Е.В.Ивакин, А.В.Суходолов. Институт физики НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 70; e-mail: ivakin@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 2 марта 2006 г.

## 2. Интерферометрические измерения

Для исследований ИПП в кристалле YAG : Yb с диодной накачкой использовался компактный высокочувствительный поляризационный интерферометр Жамена – Лебедева (рис.2) [2–4]. Измерения проводились в диске из кристалла YAG : Yb (производства ООО «ЭЛС-94», Москва) толщиной 400 мкм и диаметром 6 мм, легированного ионами Yb<sup>3+</sup> с атомной концентрацией ~9%. Для накачки использовался широкополосный лазерный диод на основе гетероструктуры InGaAsP/GaAs (изготовленный в Физико-техническом институте при Нижегородском государственном университете), излучающий импульсы длительностью ~1 мс с мощностью до 6 Вт на длине волны 941 нм. Пучок накачки фокусировался системой линз в диск из YAG : Yb в область размером ~0.15 × 1.0 мм. Два тестирующих поперечно поляризованных пучка He–Ne-лазера с длиной волны 633 нм и выходной мощностью до 15 мВт распространялись в диске через накачанную и ненакачанную области (расстояние между тестирующими пучками составляло ~1.5 мм, при этом их диаметры в образце были равны ~100 мкм). Результаты наблюдения изменений фазы, вызванных накачкой, были усреднены более чем по 500 импульсам, что уменьшило погрешность определения фазы в интерферометре до ~10<sup>-3</sup>.

Динамика ИПП была измерена в течение импульса накачки и после его завершения. На осциллограммах наблюдался квазилинейный рост ИПП в течение этого импульса и уменьшение после его завершения (рис.3). Максимальное ИПП в конце импульса накачки составляло ~7 × 10<sup>-6</sup>. Регистрируемый сигнал с хорошей точностью описывался суммой двух экспонент:  $Y = Y_0 + A_1 \exp(-t/t_1) + A_2 \exp(-t/t_2)$ . Более сильная быстрая компонента имела характерное время  $t_1 \approx 0.9 - 1.0$  мс, которое не зависело от фокуса линзы 9 (рис.2). Такое время релаксации соответствует времени жизни метастабильного уровня <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> рабочего лазерного перехода кристалла YAG : Yb ( $T_e$ ). Поэтому эта компонента может быть отождествлена с электронными ИПП  $\Delta n_e$ , обусловленными различием поляризуемостей  $\Delta\rho$  основного состояния <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> и возбужденного метастабильного уровня <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>, которые могут быть описаны следующим выражением [1, 2]:

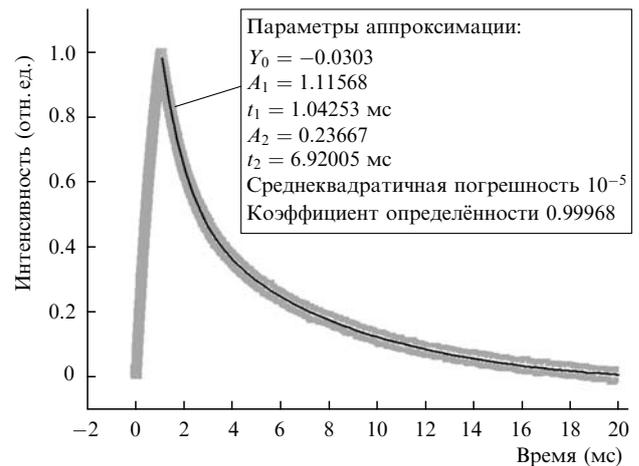


Рис.3. Типичная экспериментально измеренная осциллограмма ИПП (широкая серая кривая) и её аппроксимация суммой двух экспонент (сплошная кривая) при мощности накачки ~2 Вт. Параметры аппроксимации приведены на рисунке.

$$\Delta n_e = \frac{2\pi F_L^2}{n_0} \Delta\rho \Delta N, \tag{1}$$

где  $F_L^2 = (n_0^2 + 2)/3$  – фактор локального поля (фактор Лоренца);  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления;  $\Delta N$  – изменение населённости уровней <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> и <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>. Вторая, медленно изменяющаяся компонента (с характерным временем  $t_2$ , возрастающим от 3 до 7 мс при увеличении фокусного расстояния линзы 9) может быть определена как тепловое ИПП и описана выражением

$$\Delta n_T = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T, \tag{2}$$

где  $\partial n/\partial T$  – коэффициент температурного изменения показателя преломления;  $\Delta T$  – изменения температуры в канале пучка накачки в кристалле. Амплитуда основного сигнала и отношение быстрой и медленной компонент меняются с изменением области накачки. Основной сигнал имел максимальную амплитуду, когда один тестирующий пучок распространялся через накачанную область

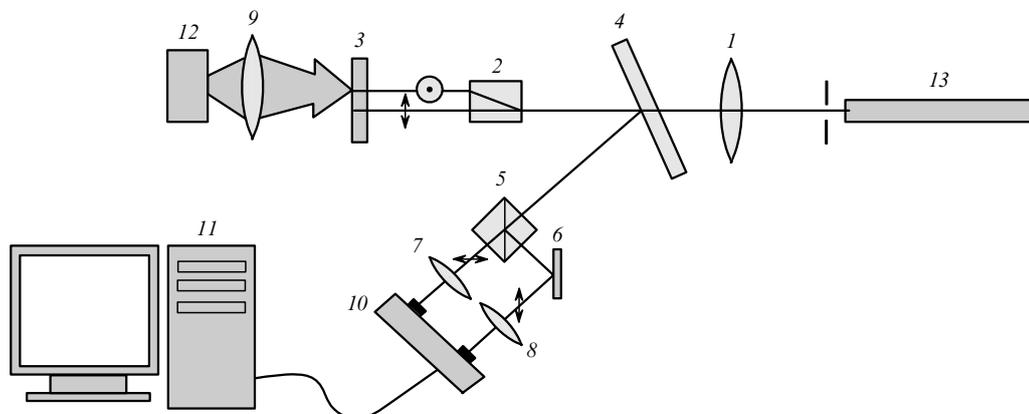


Рис.2. Схема поляризационного интерферометра:

1, 7–9 – линзы; 2 – поляризационный делитель; 3 – YAG : Yb-диск с зеркалом на  $\lambda = 633$  нм; 4 – полупрозрачное зеркало; 5 – призма Глана; 6 – зеркало; 10 – двухканальный приемник с электронным дифференциальным усилителем; 11 – анализатор сигнала; 12 – диодный лазер ( $\lambda = 941$  нм); 13 – He–Ne-лазер.

в кристалле. В этом случае амплитуда быстрой (электронной) компоненты была намного больше (примерно в 10 раз), чем амплитуда медленной (тепловой) компоненты. Основной сигнал и его быстрая составляющая уменьшались, когда пучок накачки смещался из области тестирующего пучка, в то время как тепловая компонента была менее чувствительна к перестройке пучка накачки. Эти результаты хорошо согласуются с приведенным выше объяснением происхождения ИПП. Действительно, электронная компонента локально связана с пучком накачки, а медленно релаксирующая тепловая компонента – нелокально (вследствие теплопроводности).

В связи с этим полные ИПП могут быть представлены в виде суммы электронной и тепловой компонент ( $\Delta n = \Delta n_e + \Delta n_T$ ), причём первая компонента преобладает над второй. Изменения населённости электронных уровней  ${}^2F_{5/2}$  и  ${}^2F_{7/2}$  при импульсной накачке (с длительностью  $\tau_p$  и мощностью  $P_p \approx \text{const}$ ) в эксперименте были оценены следующим выражением:

$$\Delta N = \frac{\sigma_p \lambda_p P_p T_e}{hc S_p} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_p}{T_e}\right) \right], \quad (3)$$

где  $\sigma_p$  и  $\lambda_p$  – эффективное сечение и длина волны накачки;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $S_p$  – площадь поперечного сечения области накачки. Измерение ИПП, разделение компонент и вычисление населённости возбуждённого состояния  ${}^2F_{5/2}$  (из выражения (3)) позволяют оценить (см. формулу (1)) разность поляризуемостей для основного и возбуждённого состояний ионов иттербия:  $\Delta p \approx (1.9 \pm 0.8) \times 10^{-26} \text{ см}^3$  (на длине волны тестирования  $\lambda_r = 633 \text{ нм}$ ). Большой разброс в значениях связан с сильной расходимостью пучка накачки, которая приводит к большим изменениям его интенсивности в зависимости от положения YAG:Yb-диска в области фокальной перетяжки.

### 3. Исследования методом динамических решёток

Возбуждение динамической решётки (ДР) в кристалле YAG:Yb осуществлялось излучением импульсного Ti:сапфирового лазера (импульс длительностью 10 нс) на  $\lambda_p = 941 \text{ нм}$ . Исследуемый диск имел те же размеры и степень легирования, что и в интерферометрическом эксперименте, но на его выходную поверхность было нанесено зеркало, отражающее излучение накачки. Формирование интерференционного поля в кристалле проводилось с помощью сменных дифракционных светоделителей, которые позволяли дискретно изменять период ДР  $\Lambda$  (рис.4). Поляризация излучения накачки была перпендикулярна штрихам индуцируемой решётки. Светоиндуцированная ДР зондировалась излучением непрерывного He-Ne-лазера с  $\lambda_r = 633 \text{ нм}$  и поляризацией, совпадающей с поляризацией накачки. Поскольку эта длина волны лежит вне полос поглощения и усиления образца, то дифракция зондирующего излучения обусловлена фазовой решёткой ИПП, возникающей под действием излучения накачки.

Зависимость дифракционной эффективности (отношение мощности дифрагировавшего в первый порядок излучения к мощности зондирующего излучения) от времени  $D(t)$  с учетом электронной и тепловой компонент после окончания импульсной накачки (в случае  $D < 1\%$ ) может быть описана следующим выражением [9]:

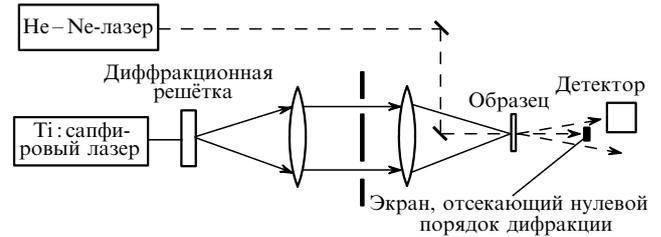


Рис.4. Схема экспериментальной установки для исследований динамических решеток.

$$D(t) = \left( \pi \int_0^l \Delta n dz / \lambda_r \right)^2 = \left( \frac{\pi l}{\lambda_r} \right)^2 \left[ \overline{\Delta n_e} \exp\left(-\frac{t}{T_e}\right) + \overline{\Delta n_T} \exp\left(-\frac{t}{\tau_T}\right) \right]^2, \quad (4)$$

где  $l$  – толщина образца;  $\overline{\Delta n_e}$  и  $\overline{\Delta n_T}$  – амплитуды электронной и тепловой компонент ИПП соответственно, усреднённые по толщине образца;  $\tau_T = \Lambda^2 / (4\pi^2 \chi)$  – время теплопроводности на периоде решётки;  $\chi$  – коэффициент температуропроводности.

Экспериментальное исследование светоиндуцированного ИПП методом ДР осуществлялось для трёх периодов ДР ( $\Lambda = 53, 39$  и  $26 \text{ мкм}$ ) и плотности энергии возбуждения  $210 - 380 \text{ мДж/см}^2$ . Типичная кинетика дифракции представляет собой сумму двух компонент с медленным и быстрым затуханием (рис.5), причём амплитуда медленной компоненты в несколько раз больше, чем амплитуда быстрой. Монотонный характер кинетики ИПП показывает, что компоненты совпадают по фазе, т. е. знаки ИПП обоих вкладов одинаковы.

Аппроксимация экспериментальных данных в соответствии с выражением (4) дала время релаксации медленной компоненты  $T_e = 900 \pm 50 \text{ мкс}$  (независимо от плотности энергии накачки и периода решётки  $\Lambda$ ). Это значение совпадает с временем жизни верхнего уровня  ${}^2F_{5/2}$  ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , что позволяет отождествить указанную компоненту с электронными ИПП, возникающими из-за разности поляризуемостей ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в основном

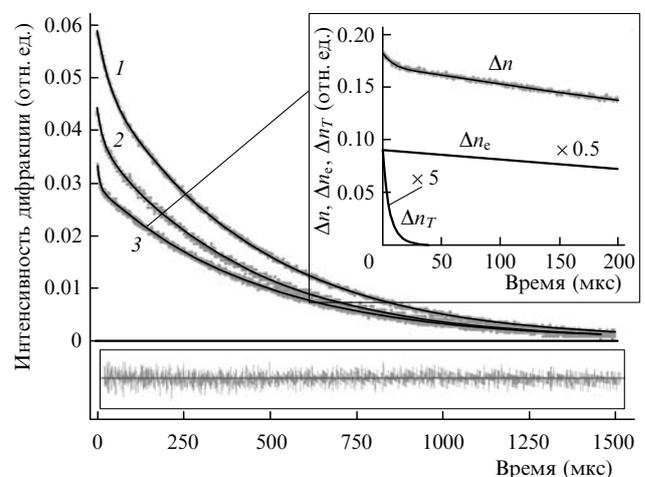


Рис.5. Экспериментальные кинетики дифракции для  $\Lambda = 52$  (1), 39 (2) и  $26 \text{ мкм}$  (3). Сплошные кривые – соответствующие аппроксимации по формуле (4). На вставке сверху – временная зависимость  $\Delta n$  для кривой 3, на вставке снизу – остаточная разность между экспериментальной кривой 3 и её аппроксимацией.

и возбуждённом состоянии. Время релаксации быстрой компоненты  $\tau_T$  было равно  $29 \pm 2$  мкс,  $15 \pm 3$  мкс и  $6 \pm 1$  мкс для  $L = 53, 39$  и  $26$  мкм соответственно. Время  $\tau_T$  квадратично зависит от  $L$  и совпадает с временем теплопроводности на периоде решётки (температуропроводность образца  $\chi$ , рассчитанная на основании значения  $\tau_T$ , оценивается как  $0.026 \pm 0.005$  см<sup>2</sup>/с, что хорошо согласуется с данными по температуропроводности для сильно легированного кристалла YAG : Yb [10, 11]). Заметим, что электронная компонента имела приблизительно одинаковое время затухания в обоих методах измерения, тогда как время жизни тепловой компоненты в эксперименте с решётками меньше, чем в интерферометрических исследованиях. Этот экспериментальный факт можно легко объяснить различием между периодом решётки и поперечным размером пучка накачки в интерферометрических измерениях. Измеренная амплитуда полного ИПП линейно увеличилась от  $3.2 \times 10^{-6}$  до  $4.4 \times 10^{-6}$  при изменении плотности энергии накачки от 210 до 380 мДж/см<sup>2</sup>. Исследования показали, что относительный тепловой вклад в полное ИПП ( $\eta_T = \overline{\Delta n_T} / (\overline{\Delta n_e} + \overline{\Delta n_T})$ ) был на порядок меньше, чем электронный ( $\eta_T \approx 5\% - 8\%$ ).

При оптической накачке кристалла YAG : Yb можно выделить три процесса, ответственные за тепловыделение. Первый обусловлен термализацией вследствие быстрого (менее 10 пс) безызлучательного перехода с накачанного штарковского уровня (с энергией  $h\nu_p = 10624$  см<sup>-1</sup>) на самый низкий штарковский уровень (с энергией  $h\nu_l = 10327$  см<sup>-1</sup>) верхнего состояния  $^2F_{5/2}$  [3]. Время термализации намного меньше длительности импульса, следовательно тепловыделение имеет место в течение всего импульса накачки. Второй процесс вызван безызлучательными переходами между уровнями  $^2F_{5/2}$  и  $^2F_{7/2}$ . Тепловыделение за счет этого процесса определяется населённостью верхнего уровня, а его динамика – временем жизни данного уровня. Третий процесс связан с быстрой релаксацией между штарковскими уровнями состояния  $^2F_{7/2}$  после релаксации уровней  $^2F_{5/2}$ . Динамика этого процесса термализации также характеризуется временем жизни верхнего состояния после окончания импульса накачки. Поскольку время релаксации тепловой решётки, по крайней мере, в 30 раз меньше времени жизни уровня  $^2F_{5/2}$ , то первый процесс является доминирующим при формировании тепловой решётки в течение времени  $\tau_p = 10$  нс. Тепловая энергия данного процесса – это часть поглощённой энергии, определяемая фактором  $\eta_p \approx 1 - \nu_l/\nu_p$ . С учётом тепловых и электронных процессов (из формул (1) и (2)) выражения для  $\Delta p$  и коэффициента температурного ИПП  $\partial n/\partial T$  могут быть представлены в следующем виде:

$$\Delta p = \eta_e \frac{9\sqrt{D(0)}n_0hc\lambda_r}{2\pi^2(n_0 + 2)^2\lambda_p W_p [1 - \exp(-2\alpha l)]}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial T} = \eta_T \frac{\sqrt{D(0)}c_p\rho\lambda_r}{\pi W_p \eta_p [1 - \exp(-2\alpha l)]}, \quad (6)$$

где  $\eta_e$  и  $\eta_T$  – относительные вклады электронной и тепловой компонент ИПП;  $c_p$  и  $\rho$  – удельная теплоемкость и плотность кристалла YAG : Yb;  $W_p$  – плотность энергии пучка накачки;  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения накачки. При использовании формул (5) и (6) и измеренной дифракционной эффективности решётки в конце импульса накачки  $D(0)$  были получены разность поляри-

зуемостей  $\Delta p \approx (1.95 \pm 0.25) \times 10^{-26}$  см<sup>3</sup> и тепловой градиент показателя преломления  $\partial n/\partial T \approx (0.7 \pm 0.2) \times 10^{-5}$  К<sup>-1</sup>. Довольно большой разброс значений  $\Delta p$  можно объяснить неточным определением плотности энергии в образце из-за нестабильности пространственного распределения интенсивности пучка накачки. Большие изменения градиента  $\partial n/\partial T$  могут быть объяснены низкой амплитудой тепловой компоненты (по сравнению с амплитудой электронной компоненты). Следует отметить, что значение  $\Delta p$  хорошо согласуется с результатами интерферометрических измерений, а значение  $\partial n/\partial T$  соответствует результатам, полученным другими авторами [10].

#### 4. Оценка электронных ИПП вблизи резонанса усиления

В результате экспериментальных измерений была определена разность поляризуемостей на длине волны зондирующего пучка  $\lambda_r = 633$  нм. В то же время значительный интерес представляет оценка разности поляризуемостей на длине волны рабочего лазерного перехода ( $\sim 1029$  нм). Такая теоретическая оценка  $\Delta p(1029$  нм) может быть сделана с помощью общего выражения для поляризуемости [2]

$$p_q(v) = \frac{e^2}{4\pi^2 m} \sum_i \frac{f_{qi}(v_{qi}^2 - v^2)}{(v_{qi}^2 - v^2)^2 + (v\Delta v_{qi})^2} = \frac{\lambda n_0}{8\pi^2 F_L^2} \sum_i \frac{\sigma_{qi} v \Delta v_{qi} (v_{qi}^2 - v^2)}{(v_{qi}^2 - v^2)^2 + (v\Delta v_{qi})^2}, \quad (7)$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона;  $f_{qi}$ ,  $\sigma_{qi}$ ,  $v_{qi}$  и  $\Delta n_{qi}$  – сила осциллятора, эффективное сечение, частота и ширина линии перехода между энергетическими уровнями с индексами  $q$  и  $i$  соответственно. Для расчёта разности поляризуемостей уровней  $^2F_{5/2}$  и  $^2F_{7/2}$  в ней можно выделить две части, первая из которых обусловлена близкими  $4f - 4f$ -переходами, вторая – далёкими, но сильными  $4f - 5d$ -переходами:

$$\Delta p(v) = \Delta p^{4f-4f}(v) + \Delta p^{4f-5d}(v). \quad (8)$$

Квазирезонансная компонента поляризуемости (связанная с  $4f - 4f$ -переходами) на  $\lambda = 1029$  нм была рассчитана с помощью выражения (7) и с использованием литературных данных о сечении  $\sigma$  и ширине линий переходов  $\Delta v$  (табл.1). Проведённые расчёты дали  $\Delta p^{4f-4f}(1029$  нм)  $\approx 1.1 \times 10^{-27}$  см<sup>3</sup> (рис.6).

Нерезонансная компонента поляризуемости (связанная с  $4f - 5d$ -переходами) на  $\lambda = 1029$  нм может быть рассчитана на основе определённой в эксперименте величины  $\Delta p_{F7-F5}^{4f-5d}(633$  нм). Из общего выражения (7) на частоте тестирования  $\nu$ , очень далёкой от  $4f - 5d$ -резонансов, можно получить следующее оценочное выражение:

$$\Delta p_{F7-F5}(v) \approx \frac{e^2}{4\pi^2 m} \left( \frac{f_{F7-F5}}{v_{F7-5d}^2 - v^2} - \frac{f_{F5-5d}}{v_{F5-5d}^2 - v^2} \right), \quad (9)$$

где  $f_{F7-5d}$  и  $f_{F5-5d}$  – силы осцилляторов;  $\nu_{F7-5d}$  и  $\nu_{F5-5d}$  – частоты переходов с уровнями  $^2F_{7/2}$  и  $^2F_{5/2}$  на уровни  $5d$ -оболочки соответственно.

Воспользовавшись выражением (9) (в предположении, что силы осцилляторов  $4f - 5d$ -переходов одинако-

Табл.1. Параметры электронных 4f–4f-переходов в кристалле YAG:Yb, используемые для расчётов поляризуемости.

Переход	$\lambda$ (нм)	$\Delta\nu$ (см <sup>-1</sup> )	$\sigma$ (10 <sup>-19</sup> см <sup>2</sup> )
<sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> – <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	1048	10	0.325
	1029*, 1030***, 1031**	9	2.0375*, 2.0, 2.03**, 2.5***
	1024	7	1.15
	1007	15	0.345
	999	13	0.285
	991	7.5	0.175
	983	15	0.16
	968	8	0.525
	959	13	0.1
	941	12	0.15
	914	9	0.02
<sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> – <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub>	1032	7	0.11
	1028	13	0.075
	1007	13	0.045
	1001	12	0.05
	980	11	0.08
	968	8	0.71
	959	14	0.165
	941*, 940	10*, 19	0.765*, 0.8, 0.81**
	937.5	14	0.6
	929	15	0.41
	914	9	0.39

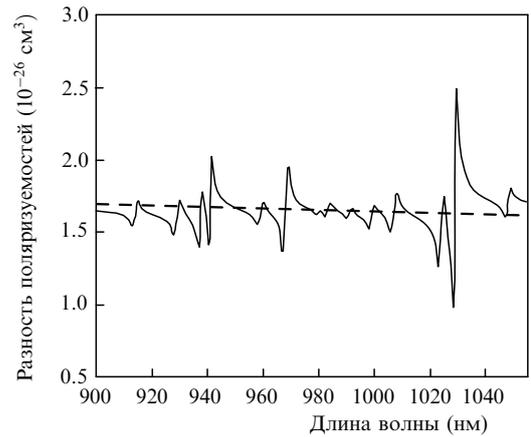
\* Данные из работы [6], \*\* данные из [11], \*\*\* данные из [12]; остальные данные получены из рис.2 работы [5].

вы:  $f_{F7-5d} \approx f_{F5-5d}$ ), зная частоту перехода  $\nu^{4f-5d} \approx 210$  нм [13], а также величину  $\Delta\rho_{F7-F5}^{4f-5d}(633 \text{ нм}) \approx 2.0 \times 10^{-26} \text{ см}^3$ , можно получить следующую численную оценку:  $\Delta\rho_{F7-F5}^{4f-5d}(1029 \text{ нм}) \approx 1.63 \times 10^{-26} \text{ см}^3$ . Сравнивая значения  $\Delta\rho^{4f-4f}(1029 \text{ нм})$  и  $\Delta\rho_{F7-F5}^{4f-5d}(1029 \text{ нм})$ , можно отметить значительное преобладание второй компоненты. Для кристалла YAG:Yb это утверждение верно и для других частот переходов вблизи линии усиления (рис.6).

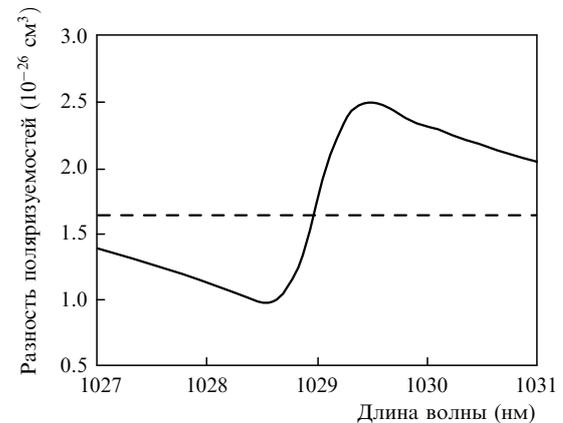
Отношение действительной и мнимой частей кубичной восприимчивости  $\chi^{(3)}$  на  $\lambda = 1029$  нм, определённое по формуле  $\beta = \text{Re } \chi^{(3)} / \text{Im } \chi^{(3)} = 8\pi^2 F_L^2 \Delta\rho / (n_0 \lambda \sigma_e)$  (где  $\sigma_e = 2.1 \times 10^{-20} \text{ см}^2$  – поперечное сечение лазерного перехода), можно оценить как  $\beta \approx 1.0$  ( $\Delta\rho(1029 \text{ нм}) \approx 1.63 \times 10^{-26} \text{ см}^3$ ), что почти на порядок больше, чем для кристалла YAG:Nd [2–4]. Это должно приводить к более сильным проявлениям линзы, обусловленной изменением населённости, и решётки электронных ИПП в кристалле YAG:Yb по сравнению с YAG:Nd.

## 5. Заключение

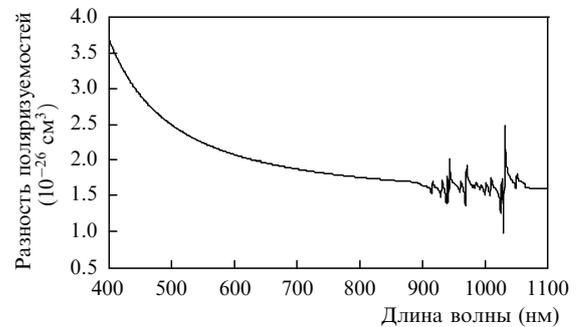
Суммируя представленные результаты исследований, можно отметить, что сильное ИПП в интенсивно накачиваемых кристаллах YAG:Yb складывается из электронной и тепловой компонент. Электронные ИПП, обусловленные изменением поляризуемости ионов Yb<sup>3+</sup> при импульсной накачке, в диске из YAG:Yb имели на порядок большую величину, чем тепловые изменения. Доминирующий вклад в разность поляризуемостей возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb<sup>3+</sup> как на длине волны тестирования 633 нм, так и на длине волны усиливающего перехода 1029 нм дают крылья сильных переходов между электронными оболочками 4f и 5d (резонансы ко-



а



б



в

Рис.6. Численно рассчитанные зависимости разности поляризуемостей  $\Delta\rho$  от длины волны. Штриховая линия на рис.6,а и б соответствует вкладу 4f–5d-переходов.

торых лежат в УФ диапазоне) (рис.6,в). Разность поляризуемостей для ионов Yb<sup>3+</sup> на уровнях рабочего перехода (<sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> и <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>) в 2.5 раза меньше, чем для ионов Nd<sup>3+</sup> (на уровнях <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> и <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>). Однако при атомной концентрации легирующих ионов Yb<sup>3+</sup>, равной ~9%, электронные ИПП в кристалле YAG:Yb заметно превышают аналогичные изменения в кристалле из YAG:Nd (с атомной концентрацией легирующих ионов Nd<sup>3+</sup>, равной ~1%).

Электронные ИПП, являясь локальным фактором, не зависящим от размеров активного элемента из кристалла YAG:Yb и геометрии накачки, могут значительно превышать тепловые в случае узкого пучка накачки или в тонких дисках с ограниченным тепловым нагревом. Электронные компоненты одинаковы в кристалле при импульсной и непрерывной накачке, хотя тепловой вклад

может расти пропорционально времени тепловой релаксации. Временная динамика и пространственные особенности электронных и термических ИПП различаются, поэтому важно отдельно рассчитывать линзы, обусловленные изменениями населённости уровней в активных элементах при интенсивной накачке. Относительно «сильными» решётками показателя преломления (которые определяются преобладающей электронной компонентой) нельзя пренебречь по сравнению с решётками усиления при нелинейно-оптических взаимодействиях в лазерах на кристалле YAG : Yb и, в частности, в лазерах с резонатором, сформированным динамическими решётками [14].

Исследования проводились при поддержке INTAS (грант № 03-51-4893), программы ОФН РАН «Нелинейная оптика уникальных лазерных систем», а также Государственной программы прикладных исследований Белоруссии (грант P1.16).

1. Powel R.C. *Physics of Solid-State Laser Materials* (New York – Berlin – Heidelberg: Springer-Verlag, 1998).
2. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25** (10), 891 (1998).
3. Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. *Квантовая электроника*, **33** (10), 861 (2003).
4. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Savikin A.P., Vorob'ev V.A., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 910 (2003).
5. Krupke W.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1287 (2000).
6. Bruesselbach H.W., Sumida D.S., Reeder R.A., Byren R.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 105 (1997).
7. Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., Hügel H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 650 (2000).
8. Bochove E. *Opt. Lett.*, **29**, 2414 (2004).
9. Eichler H.J., Gunter P., Pohl D.W. *Laser-Induced Dynamic Gratings* (New York – Berlin – Heidelberg: Springer-Verlag, 1986).
10. Dong J., Deng P., Liu Y., Zhang Y., Xu J., Chen W., Xie X. *Appl. Opt.*, **40**, 4303 (2001).
11. DeLoach L.D., Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1179 (1993).
12. Spühler G.J., Pachotta R., Kullberg M.P., Moser M., Mix E., Huber G., Harder C., Keller U. *Appl. Phys. B*, **72**, 285 (2001).
13. Pieterston L., Heeroma M., Heer E., Meijerink A. *J. Luminesc.*, **91**, 177 (2001).
14. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12** (18), 4313 (2004).