

Интерферометрические исследования электронных изменений показателя преломления лазерного кристалла Nd : YAG при интенсивной накачке

О.Л.Антипов, О.Н.Еремейкин, А.П.Савикин

С помощью поляризационного интерферометра исследованы изменения показателя преломления лазерного кристалла Nd : YAG при его интенсивной накачке. Выявлена значительная электронная компонента изменений показателя преломления, связанная с возбуждением электронного уровня $^4F_{3/2}$ ионов Nd^{3+} при накачке кристалла излучением импульсной диодной матрицы на длине волны 808 нм. При дополнительной накачке кристалла Nd : YAG лазерным пучком на длине волны 266 нм обнаружено существенное возрастание электронной компоненты показателя преломления, обусловленное заселением высокоэнергетического уровня $^2F(2)_{5/2}$. С помощью аналитических расчётов показано, что коротковолновые $4f - 5d$ -переходы вносят доминирующий вклад в поляризуемость возбуждённых ионов Nd^{3+} на длине волны рабочего лазерного перехода 1064.2 нм.

Ключевые слова: лазерный кристалл Nd:YAG, интенсивная лазерная накачка, электронные уровни ионов Nd^{3+} , поляризуемость, изменение показателя преломления.

1. Введение

Динамические изменения показателя преломления (ИПП), возникающие в лазерных кристаллах и стёклах при интенсивной накачке, могут быть обусловлены не только нагревом, но и изменением населённости возбуждённых уровней ионов активатора [1–4]. Связь ИПП с изменением населённости электронных уровней редкоземельных ионов объясняется различием поляризуемостей этих уровней. О существовании электронной компоненты ИПП лазерных сред известно достаточно давно [1, 2]. Однако до настоящего времени вопрос о величине и динамике этих ИПП оставался малоизученным даже для широко распространённых лазерных сред, таких как кристалл Nd : YAG. Последние результаты нелинейно-оптических экспериментов указывают на необходимость дальнейшего изучения механизмов ИПП в кристаллах с ионами Nd^{3+} , связанных с возбуждением их различных электронных состояний [5, 6]. Отсутствие точных данных о поляризуемости электронных уровней ионов Nd^{3+} , а также о влиянии их заселения на ИПП лазерных кристаллов требует дополнительных измерений.

Вопрос о механизмах ИПП представляется особенно актуальным для лазерных сред с интенсивной накачкой. Значительный прогресс в области твердотельных лазеров в последнее десятилетие связан с использованием интенсивной лазерной или диодно-лазерной накачки [7]. Недавние исследования показали, что узкополосная лазерная накачка, уменьшая тепловые ИПП, не устраняет полностью наведённых искажений активных сред [8, 9]. Учёт электронной компоненты показателя преломления в этом случае принципиально необходим.

В настоящей работе исследованы электронные изменения показателя преломления лазерного кристалла Nd : YAG при интенсивной накачке. С помощью поляризационного интерферометра Жамена–Лебедева проведены измерения ИПП в этом кристалле при диодной накачке (на длине волны 808 нм), а также при комбинированной накачке тем же диодным лазером и 4-й гармоникой дополнительного импульсного Nd : YAG-лазера (на длине волны 266 нм). Аналитически оцениваются различные вклады в поляризуемость возбуждённого уровня и в электронные ИПП кристалла на частоте рабочего лазерного перехода.

2. Теоретическое описание электронных изменений показателя преломления

Изменения показателя преломления среды Δn_e при изменении населённости её уровней можно описать следующим выражением, которое следует из формулы Лоренц–Лоренца, связывающей показатель преломления среды n с поляризуемостью p составляющих её частиц:

$$\Delta n_e(\nu) = \frac{2\pi F_L^2}{n_0} \sum_q \Delta N_q \Delta p_q(\nu), \quad (1)$$

где $F_L = (n_0^2 + 2)/3$ – фактор локального поля (фактор Лоренца); n_0 – показатель преломления; ΔN_q – изменения населённости q -го уровня; $\Delta p_q(\nu)$ – разность поляризуемостей частиц среды в основном состоянии и на q -м возбуждённом уровне на частоте тестирующего лазера.

При оптической накачке лазерных кристаллов (на частотах видимого и ближнего ИК диапазонов, далеко отстоящих от резонансных частот поглощения матрицы) основной вклад в электронные ИПП дают изменения населённости метастабильных уровней ионов активатора. При этом доминирующий вклад в ИПП вносят те уровни, которые наиболее заселяются и имеют наибольшую поляризуемость. Поляризуемость каждого уровня

О.Л.Антипов, О.Н.Еремейкин, А.П.Савикин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 21 апреля 2003 г.

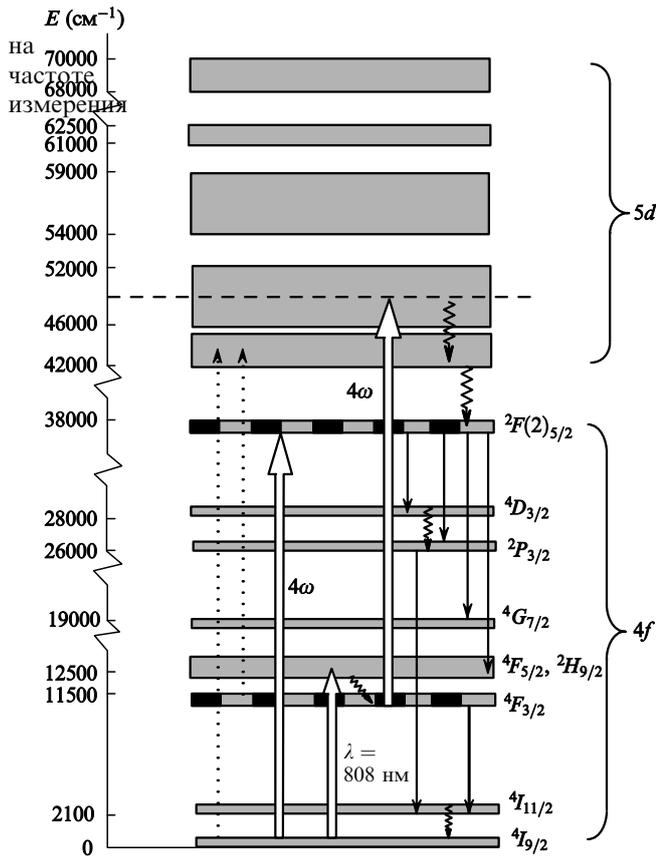


Рис.1. Схема энергетических уровней ионов Nd^{3+} в кристалле Nd:YAG и его накачки излучением диодного лазера на длине волны 808 нм и пучком 4-й гармоники (4ω) на длине волны 266 нм.

ν , как известно, определяется вероятностью всех переходов с этого уровня под действием излучения на данной частоте:

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

где e и m – заряд и масса электрона; f_{qi} , σ_{qi} , ν_{qi} и $\Delta\nu_{qi}$ – сила осциллятора, эффективное сечение, частота и ширина линии перехода между энергетическими уровнями с индексами q и i соответственно.

При одинаковых силах осцилляторов всех переходов основной вклад в поляризуемость уровня (наибольшие слагаемые в сумме (2)) дают переходы, наиболее близкие по частоте к тестирующему излучению. Однако в реальных средах силы осцилляторов могут различаться на порядки величины. Например, в лазерных кристаллах, допированных редкоземельными ионами, сила осцилляторов слабозапрещённых переходов внутри одной электронной оболочки (рабочей оболочки $4f$ для ионов Nd^{3+}) на 2–3 порядка величины меньше силы осцилляторов хорошо разрешённых межоболочечных переходов ($4f-5d$ для Nd^{3+}) [4, 5]. Поэтому в данных кристаллах сильные межоболочечные переходы могут давать заметный вклад в сумму (2) даже на частотах, далёких от резонансов этих переходов (резонансы переходов $4f-5d$ Nd-содержащих кристаллов лежат в УФ диапазоне). Этот вклад может конкурировать со вкладом квазирезонанс-

ных слабозапрещённых переходов, какими являются переходы внутри $4f$ -оболочки.

Проведённые недавно исследования показали, что при интенсивной широкополосной ламповой накачке электронная компонента ИПП лазерных кристаллов, содержащих ионы Nd^{3+} , достигает достаточно большого значения ($\sim 5 \times 10^{-7}$) [5, 6]. При такой накачке электронная компонента ИПП может быть обусловлена заселением как верхнего уровня рабочего перехода ${}^4F_{3/2}$, так и высокоэнергетичных квазиметастабильных уровней (${}^2F(2)_{5/2}$, ${}^4D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2}$) $4f$ -оболочки ионов Nd^{3+} (рис.1). Особенно значительный вклад в ИПП могут давать высокоэнергетичные уровни, расположенные близко к $5d$ -оболочке, поляризуемость которых может на несколько порядков величины превышать поляризуемость основного состояния ${}^4I_{9/2}$. Поэтому даже небольшое заселение высоколежащих уровней способно привести к заметным ИПП лазерных кристаллов. Заселение высокоэнергетичных уровней, в свою очередь, возможно за счёт как переходов из основного состояния, так и переходов с метастабильного уровня ${}^4F_{3/2}$ ионов Nd^{3+} («поглощения из возбуждённого состояния») (рис.1).

Дополнительным подтверждением такой возможности стали недавние спектроскопические исследования механизмов заселения уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ в кристалле Nd:YAG. Эти исследования показали, что при комбинированной накачке диодным лазером (на длине волны 808 нм), обеспечивающей заселение уровня ${}^4F_{3/2}$, и 4-й гармоникой дополнительного Nd:YAG-лазера (266 нм) происходит увеличение люминесценции с уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ на порядок величины и более (по сравнению с накачкой только одной 4-й гармоникой) [10, 11]. Эффективное заселение уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ при комбинированной накачке объясняется $4f-5d$ -переходом, инициированным квантами 4-й гармоники «из возбуждённого состояния» (с метастабильного уровня ${}^4F_{3/2}$) на уровни $5d$ -оболочки. Быстрая безызлучательная $5d-4f$ -релаксация, следующая за поглощением, приводит к заселению верхних уровней $4f$ -оболочки, в том числе и достаточно долгоживущего уровня ${}^2F(2)_{5/2}$, имеющего время жизни ~ 3 мкс [12, 13].

Наличие информации о механизме заселения высокоэнергетичных уровней ионов Nd^{3+} позволило исследовать вклад этих уровней в ИПП лазерного кристалла при их селективном возбуждении. Селективное заселение электронных уровней кристалла Nd:YAG было реализовано в наших экспериментах за счёт использования диодной и комбинированной (диодно-лазерной и лазерной) накачки.

3. Экспериментальная установка

Исследования ИПП в кристалле Nd:YAG проводились с помощью поляризационного интерферометра Жамена–Лебедева (рис.2) [14]. Лазерный кристалл Nd:YAG, использованный для исследований, был выращен методом Чохральского (атомарное содержание ионов Nd^{3+} 1 %) и вырезан в виде цилиндра (с ориентацией [001] относительно кристаллографических осей) длиной 1 см и диаметром 6 мм. На боковой поверхности цилиндра был сделан срез, параллельный его оси. Через площадку этого среза (с размерами 3.5×10 мм) осуществлялась накачка (рис.3).

В первой серии экспериментов элемент из кристалла

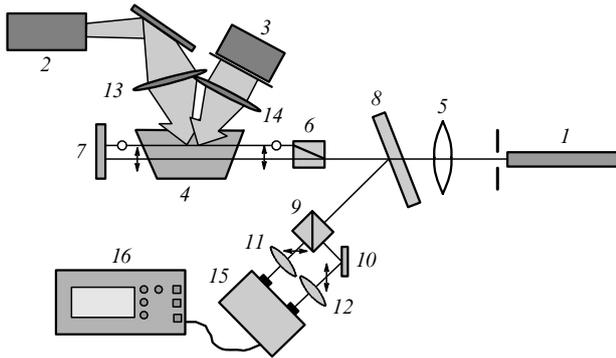


Рис.2. Схема экспериментальной установки:
1 – He–Ne-лазер; 2 – Nd : YAG-лазер ($\lambda = 266$ нм); 3 – диодная матрица ($\lambda = 808$ нм); 4 – кристалл Nd : YAG; 5, 11–14 – фокусирующие линзы; 6 – поляризационный делитель; 7, 10 – глухие зеркала; 8 – полупрозрачное зеркало; 9 – призма Глана; 15 – двухканальный дифференциальный усилитель; 16 – осциллограф.

Nd : YAG 4 накачивался импульсной диодной матрицей 3 (производство фирмы JENOPTIK), излучающей на длине волны 808 нм пучок мощностью до 300 Вт в импульсах длительностью 200–300 мкс, частота следования которых варьировалась от нескольких герц до 1 кГц. Во второй серии экспериментов в комбинации с диодной матрицей 3 кристалл Nd : YAG 4 накачивался пучком излучения 4-й гармоники импульсного Nd : YAG-лазера 2 (длина волны 266 нм, энергия фотонов 37600 см^{-1}). Длительность лазерного импульса составляла 10 нс, энергия в импульсе была равна 2–4 мДж, частота их следования составляла 10–12 Гц. Для удвоения частоты генерации Nd : YAG-лазера использовался кристалл CDA, а для получения 4-й гармоники путем удвоения второй гармоники – кристалл DKDP.

Линейно поляризованный пучок тестирующего He–Ne-лазера 1 после фокусирующей линзы 5 с фокусным расстоянием 50 см расщеплялся поляризационным делителем 6 на два параллельных пучка, разнесённых по вертикали на 1.5 мм, со взаимно ортогональными поляризациями и примерно равными интенсивностями. После прохождения через кристалл Nd : YAG вблизи усечённой боковой поверхности пучки отражались назад от глухого зеркала 7, вторично проходили через кристалл и складывались на поляризационной призме 6.

Фокусировка пучков накачки (на длинах волн 808 и 266 нм) внутрь исследуемого кристалла Nd : YAG обеспечивала максимальное перекрытие накачиваемой области и одного из тестирующих пучков (рис.3). Размеры перетяжки пучка накачки варьировались благодаря использованию фокусирующих линз 13 и 14 (рис.2).

ИПП в возбуждаемой накачкой области кристалла

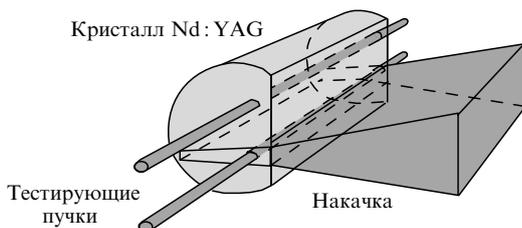


Рис.3. Схема накачки и тестирующих пучков в кристалле Nd : YAG.

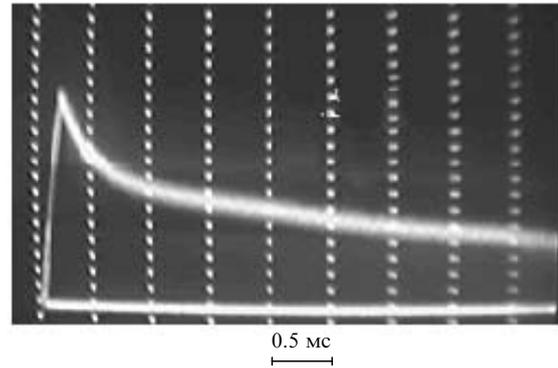


Рис.4. Осциллограмма интерферометрического отклика при накачке кристалла Nd : YAG импульсной диодной матрицей на $\lambda = 808$ нм с длительностью импульса 200 мкс.

Nd : YAG, изменяющей разность хода между двумя тестирующими пучками, приводило к изменению эллиптичности поляризации суммарного выходного пучка. Для регистрации степени эллиптичности суммарный пучок, отраженный полупрозрачным зеркалом 8 (рис.2), снова расщеплялся призмой Глана 9 на два пучка со взаимно ортогональными поляризациями, каждый из которых направлялся на свой фотоприемник. Для увеличения чувствительности (до фазовых изменений $\Delta\varphi \approx 10^{-3}$) и понижения уровня шумов путем их компенсации использовался двухканальный дифференциальный усилитель 15, в плечи которого поступал сигнал с фотоприемников.

4. Изменения показателя преломления кристалла Nd : YAG с диодной накачкой

В первой серии экспериментов при накачке кристалла Nd : YAG только импульсной диодной матрицей, излучающей на длине волны 808 нм, были зарегистрированы значительные ИПП. На осциллограммах интерферометрического отклика сначала наблюдался практически линейный рост сигнала (за время импульса накачки ~ 200 мкс), а затем, после окончания импульса накачки, происходила его релаксация до нуля с двумя хорошо разрешимыми временными масштабами: малым (~ 250 мкс) и большим (5–10 мс) (рис.4). Регистрируемый сигнал с хорошей точностью описывался суммой двух экспонент (рис.5). Величины уменьшения амплитуды сигнала на быстром и медленном временных масштабах были прак-

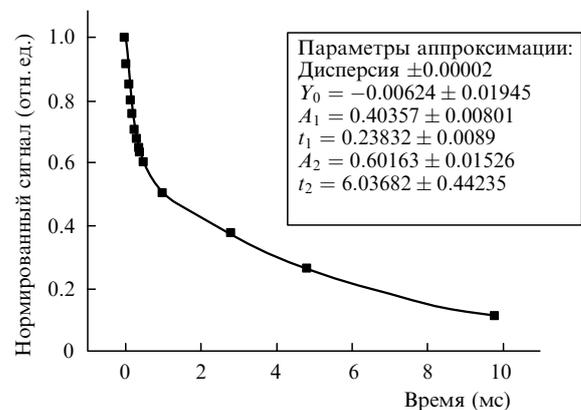


Рис.5. Аппроксимация интерферометрического сигнала суммой двух экспонент по формуле $Y = Y_0 + A_1 \exp(-t/t_1) + A_2 \exp(-t/t_2)$ (фокусирующая линза с $F = 10$ см).

тически равными при настройке на максимум полного сигнала. Этому соответствовали одинаковые амплитуды компонент в аппроксимации сигнала (рис.5). Следует отметить, что соотношение амплитуд этих компонент не зависело от мощности накачки.

При сканировании пучком накачки внутри Nd : YAG-кристалла от одного тестирующего пучка к другому амплитуда интерферометрического сигнала сначала умень-

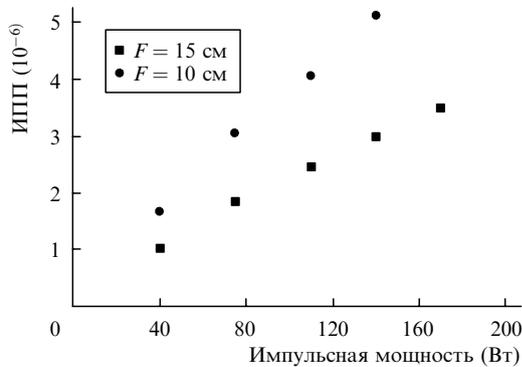


Рис.6. Зависимости максимальных ИПП кристалла Nd : YAG от импульсной мощности диодной матрицы ($\lambda = 808$ нм) для линз с разными фокусными расстояниями F .

шалась до нуля (при фокусировке накачки в середину

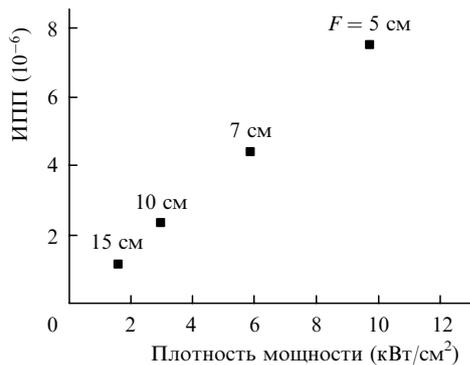


Рис.7. Зависимость максимальных изменений показателя преломления кристалла Nd : YAG при диодной накачке ($\lambda = 808$ нм) от её плотности мощности.

области между двумя тестирующими пучками), а затем меняла знак и увеличивалась (по модулю) до исходной величины (при накачке области прохождения второго тестирующего пучка). Амплитуда сигнала достигала максимума при перекрытии пучка накачки с одним из тестирующих пучков внутри кристалла. При сканировании наблюдались изменения в соотношении между амплитудами «быстрой» и «медленной» составляющих сигнала. «Быстрая» компонента оказалась наиболее чувствительной к взаимному расположению пучка накачки и тестирующего пучка и практически сразу уменьшалась при малом смещении пучка накачки из области тестирующего пучка, в то время как амплитуда «медленной» компоненты сигнала изменялась не столь значительно.

Обнаруженная динамика интерферометрического сигнала позволяет говорить о наличии двух механизмов изменения показателя преломления, имеющих разную природу, но в то же время связанных с накачкой. «Медленную» компоненту ИПП можно объяснить тепловым нагревом при накачке и релаксацией тепла на масштабе кристалла, быстрорелаксирующие ИПП – возбуждением метастабильного уровня рабочего перехода

$^4F_{3/2}$, поляризуемость которого отличается от поляризуемости основного состояния. Действительно, время быстрой релаксации ~ 250 мкс (не зависящее от геометрии накачки) соответствует времени релаксации населённости уровня $^4F_{3/2}$, тогда как время медленной релаксации $\sim 4-6$ мс (изменялось в зависимости от размеров накачиваемой области) соответствует времени выравнивания температуры в областях прохождения тестирующих пучков. Теоретическое исследование задачи теплопроводности внутри образца кристалла Nd : YAG показало хорошее соответствие динамики релаксации температуры в каналах зондирующих пучков экспериментальному поведению «медленной» компоненты.

Величина измеренных ИПП зависела от плотности мощности пучка накачки, варьируемой как путем повышения мощности излучения, так и изменением размеров фокусируемой области накачки при использовании линз с разными фокусными расстояниями (рис.6, 7).

Полученные в эксперименте значения электронных ИПП позволяют оценить населённость уровня $^4F_{3/2}$ при накачке путём использования уже известной разности поляризуемостей метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ и основного $^4I_{9/2}$ -состояния $\Delta p(\nu) = 4 \times 10^{-26}$ см³ (для $\lambda > 630$ нм) [4, 5]. При диодной накачке кристалла Nd : YAG возрастание населённости метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ (ΔN_F) можно оценить с помощью выражения (1), предполагая, что заселяется только этот уровень, и учитывая параметры кристалла $n_0 = 1.82$, $F_L = 1.75$:

$$\Delta N_F \approx 2.4 \times 10^{24} \Delta n_e, \quad (3)$$

где ΔN_F измеряется в см⁻³. Для максимальных измеренных ИПП $\Delta n_e \approx 5 \times 10^{-6}$ соотношение (3) даёт $\Delta N_F \approx 10^{19}$ см⁻³, что соответствует $\sim 7\%$ возбуждённых ионов Nd³⁺ от их полного числа в кристалле Nd : YAG (поскольку 1%-ая атомарная концентрация ионов Nd³⁺ соответствует объёмной концентрации 1.38×10^{20} см⁻³ [4, 7]).

Населённость верхнего уровня рабочего перехода в кристалле Nd : YAG при диодной накачке можно оценить и по измерению коэффициента усиления. Усиление слабого сигнала (на резонансной длине волны $\lambda = 1.064$ мкм) в Nd : YAG-кристалле было измерено в геометрии диодной накачки, аналогичной интерферометрическому эксперименту. Измерялось усиление импульсов длительностью 50 мкс с интенсивностью на входе менее 1 Вт/см² за два прохода через Nd : YAG-усилитель (рис.8). Измерения позволили оценить населённость метастабильного



Рис.8. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала (P_{out}/P_{in}) на $\lambda = 1064$ нм в кристалле Nd : YAG от импульсной мощности накачки диодной матрицей.

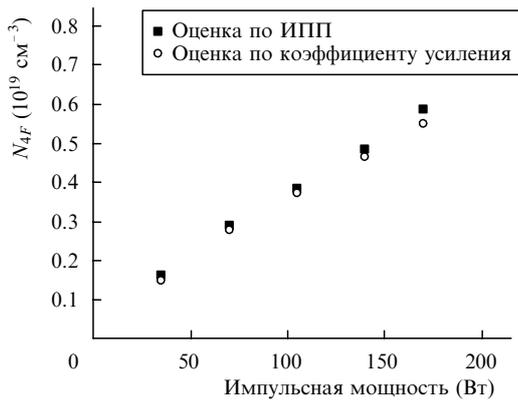


Рис.9. Оценка населённости уровня $4F_{3/2}$ кристалла Nd:YAG при накачке диодной матрицей (на $\lambda = 808$ нм) как функция её импульсной мощности.

уровня $4F_{3/2}$ по формуле ненасыщенного усиления

$$\Delta N_F = \frac{\ln(P_{out}/P_{in})}{2\sigma l}, \quad (4)$$

где $\sigma = 3.5 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ – эффективное сечение усиления кристалла Nd:YAG (на $\lambda = 1.064$ мкм); $l = 0.6$ см – длина области накачки; P_{out} и P_{in} – мощности лазерного пучка на выходе (после двух проходов) и входе усилителя. Эта оценка ΔN_F хорошо согласуется с данными, полученными из интерферометрических измерений при той же интенсивности диодной накачки (рис.9). Соответствие результатов разных измерений говорит о хорошей точности определения электронных ИПП и о правильности оценки поляризуемости уровня $4F_{3/2}$.

5. Интерферометрические исследования при комбинированной накачке

В начале второй серии экспериментов были проведены интерферометрические измерения при накачке кристалла Nd:YAG только импульсами 4-й гармоники на длине волны 266 нм (с длительностью ~ 10 нс и энергией до 2 мДж). При этом наблюдались слабые ИПП (менее 2.5×10^{-7}) с медленной релаксацией после окончания накачки, которые хорошо объясняются тепловыми процессами.

Значительное возрастание ИПП было зарегистрировано при комбинированной накачке кристалла импульсами диодной матрицы и 4-й гармоники (на длинах волн 808 и 266 нм соответственно). Пучки накачки совмещались в объёме кристалла Nd:YAG (см. рис.3). Временная задержка импульса 4-й гармоники (длительность ~ 10 нс) варьировалась относительно импульса диодной матрицы (200–250 мкс). Максимальные ИПП наблюдались при совпадении импульса 4-й гармоники с окончанием импульса диодной матрицы.

В эксперименте с комбинированной накачкой (как и с одной диодной накачкой) наблюдались две компоненты ИПП с разной динамикой затухания после окончания импульса 4-й гармоники: быстрозатухающая (~ 3 мкс) и медленная «тепловая» компонента (с миллисекундным временем) (рис.10). Совпадение времени затухания «быстрой» компоненты ИПП с временем релаксации населённости уровня $2F(2)_{5/2}$ (~ 3 мкс [12, 13]) позволяет объяснить наличие этой компоненты заселением данного

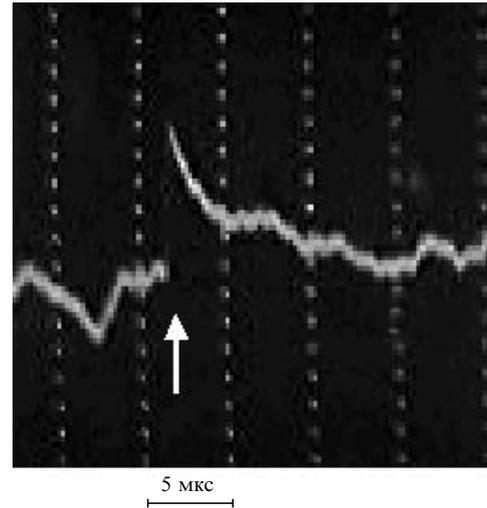


Рис.10. Осциллограмма интерферометрического отклика при комбинированной накачке кристалла Nd:YAG диодной матрицей ($\lambda = 808$ нм) и 4-й гармоникой Nd:YAG лазера (266 нм). Стрелка соответствует импульсу 4-й гармоники длительностью 10 нс.

уровня.

При комбинированной накачке кристалла Nd:YAG полные ИПП оказались настолько большими, что без принятия специальных мер интерферометр входил в насыщение (фазовое рассогласование плеч превышало $\pi/2$). При этом интенсивное тепловыделение в кристалле влияло на смещение рабочей точки интерферометра, а следовательно, затрудняло точное определение ИПП при больших энергиях накачки. Измерение ИПП оказалось возможным только при уменьшении мощности пучка диодной матрицы и энергии импульса 4-й гармоники, а также при смещении рабочей точки. Оценка быстрых электронных ИПП при малых импульсных мощностях диодной матрицы ($20-30$ Вт) дала $\Delta n_e \approx (1.2 - 1.5) \times 10^{-6}$ при энергии импульса 4-й гармоники ~ 2 мДж (рис.11). Электронные ИПП в этом случае оказываются соизмеримыми с полными ИПП (включающими тепловую компоненту), зарегистрированными при одной только диодной накачке такой же мощности.

С увеличением энергии импульса 4-й гармоники до 4–5 мДж наблюдался практически линейный рост электронных ИПП (импульсная мощность диодной матрицы составляла ~ 60 Вт) (рис.12). При этом электронные

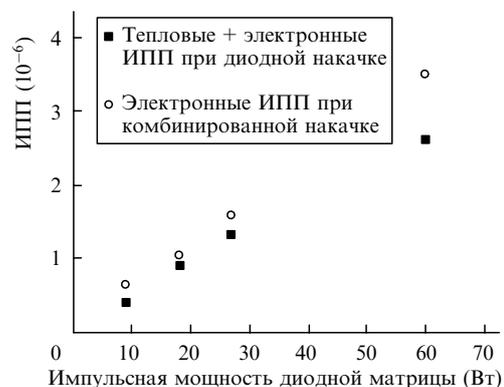


Рис.11. Зависимости максимальных ИПП в кристалле Nd:YAG при комбинированной накачке диодной матрицей ($\lambda = 808$ нм) и 4-й гармоникой Nd:YAG лазера ($\lambda = 266$ нм) от импульсной мощности диодной матрицы (энергия импульса 4-й гармоники – 2.2 мДж).

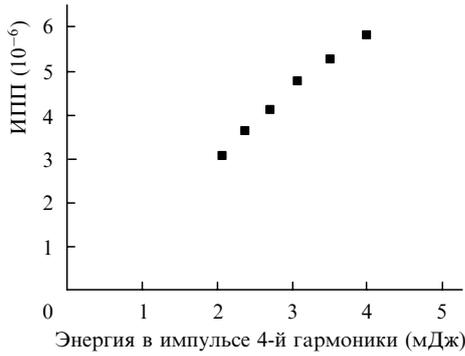


Рис. 12. Зависимость электронных ИПП в кристалле Nd:YAG при комбинированной накачке диодной матрицей ($\lambda = 808$ нм, импульсная мощность 60 Вт) и 4-й гармоникой Nd:YAG-лазера (266 нм) от энергии 4-й гармоники.

ИПП достигали $\sim 6.0 \times 10^{-6}$, в то время как полные ИПП при накачке кристалла Nd:YAG только диодной матрицей были значительно меньше и составляли $\sim 2.5 \times 10^{-6}$. Линейная экстраполяция электронных ИПП на большие импульсные мощности диодной матрицы (до 300 Вт) при фиксированной энергии 4-й гармоники (2.5 мДж) даёт значение $\sim 1.7 \times 10^{-5}$, что почти вдвое превышает полные ИПП при одной только диодной накачке.

Экспериментальные данные об электронных ИПП при комбинированной накачке позволяют оценить поляризуемость уровня ${}^2F(2)_{5/2}$. Сложность точного определения поляризуемости этого уровня состоит в отсутствии прямых измерений его населённости. Для косвенной оценки населённости этого уровня (N_{2F}) необходимо учесть, что его заселение происходит в основном за счет переходов с метастабильного уровня ${}^4F_{3/2}$. Этот процесс можно описать следующим уравнением:

$$\frac{\partial N_{2F}}{\partial t} + \frac{N_{2F}}{T_{2F}} = \beta_{df} \frac{\sigma_{\text{esa}} I_{4h} N_F}{h\nu_{4h}}, \quad (5)$$

где σ_{esa} – эффективное сечение поглощения квантов 4-й гармоники с уровня ${}^4F_{3/2}$; T_{2F} – время релаксации уровня ${}^2F(2)_{5/2}$; I_{4h} – интенсивность накачки на длине волны 266 нм; $h\nu_{4h}$ – энергия кванта 4-й гармоники; $\beta_{df} \leq 1$ – безразмерный коэффициент, характеризующий долю поглощенной энергии, расходуемую на заселение уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ (отличие этого коэффициента от единицы обусловлено излучательными переходами с уровней $5d$ -оболочки и уровня ${}^2F(2)_{7/2}$, лежащего между $5d$ -оболочкой и уровнем ${}^2F(2)_{5/2}$). Учитывая, что длительность импульса накачки $\tau_{4h} \ll T_{2F} \ll T_{4F}$, из формулы (5) получаем

$$N_{2F} = \beta_{df} \frac{\sigma_{\text{esa}} W_{4h} N_F}{h\nu_{4h} S_{4h}}, \quad (6)$$

где W_{4h} – энергия импульса 4-й гармоники; S_{4h} – поперечное сечение пучка накачки. При использовании параметров эксперимента $W_{4h} \approx 2$ мДж, $S_{4h} \approx 0.02$ см⁻² и литературных данных о сечении поглощения из возбуждённого состояния ($\sigma_{\text{esa}} \approx 7 \times 10^{-19}$ см² [15, 16]) соотношение (6) даёт

$$N_{2F} \approx 0.047 \beta_{df} N_F. \quad (7)$$

Из (7) следует, что в условиях нашего эксперимента

лишь небольшая часть ионов Nd^{3+} переходит с уровня ${}^4F_{3/2}$ на уровень ${}^2F(2)_{5/2}$ ($N_{2F} \approx 0.015 N_F$ при $\beta_{df} = 0.3$). С другой стороны, необходимо учесть, что измеренные электронные ИПП при комбинированной накачке (при энергии импульсов 4-й гармоники 2 мДж) были примерно равны полным ИПП при той же интенсивности одной диодной накачки. Это означает, что поляризуемость уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ на два порядка превышает поляризуемость уровня ${}^4F_{3/2}$. Отметим, что взаимное расположение уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ и уровней $5d$ -оболочки, образующих несколько широких зон (42000–45000, 46000–52000, 54000–59000 см⁻¹) [12], указывает на возрастание поляризуемости этого уровня на рабочей длине волны 1064 нм по сравнению с $\lambda = 633$ нм (энергия кванта на $\lambda = 1064$ нм ближе к максимуму $4f-5d$ -поглощения с уровня ${}^2F(2)_{5/2}$, чем энергия кванта на $\lambda = 633$ нм).

6. Электронные изменения показателя преломления на длине волны 1064 нм

В наших исследованиях в качестве тестирующего пучка использовалось излучение He-Ne-лазера на длине волны 633 нм. Однако практически более важным является знание электронных ИПП на длинах волн лазерных переходов, в частности на длине волны наиболее используемого «рабочего» перехода с $\lambda = 1064$ нм. К сожалению, прямое измерение ИПП с помощью интерферометра на этой длине волны затруднено из-за усиления тестирующего пучка в кристалле Nd:YAG с диодной накачкой. В связи с этим представляет интерес аналитически оценить поляризуемости уровней на этой длине волны. Такая оценка может быть проведена путём пересчёта величин, измеренных на длине волны 633 нм, на длину волны 1064 нм.

При диодной накачке кристалла Nd:YAG электронная компонента ИПП определяется заселением уровня ${}^4F_{3/2}$ и связана с отличием его поляризуемости от поляризуемости основного состояния ${}^4I_{9/2}$. Для пересчёта разности поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ на длину волны 1064 нм общую сумму, следующую из определения (2), можно разделить на две части: первая обусловлена близкими $4f-4f$ -резонансами, вторая – сильными $4f-5d$ -переходами:

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

Разность поляризуемостей для резонансных переходов Δp_{FI}^{4f-4f} определяется, в свою очередь, линиями люминесценции и поглощения с уровня ${}^4F_{3/2}$, а также линиями поглощения с уровня ${}^4I_{9/2}$. Поскольку параметры переходов с этих уровней достаточно хорошо известны, то величину Δp_{FI}^{4f-4f} можно рассчитать аналитически.

Аналитические расчёты резонансной поляризуемости были проведены для длины волны максимального усиления Nd:YAG, равной 1064.2 нм. Для расчёта поляризуемости уровня ${}^4F_{3/2}$ по формуле (2) были учтены 15 наиболее сильных усиливающих (люминесцентных) переходов и 3 поглощающих перехода («поглощение из возбуждённого состояния») [4, 17, 18]. Используемые в расчётах параметры этих переходов (центры линий, сечения переходов в центре линий, ширины линий) сведены в табл.1. Необходимость учёта большого числа линий связана с тем, что их дисперсионные вклады в общую поляризуемость соизмеримы по величине и различаются

Табл.1. Параметры переходов с уровня ${}^4F_{3/2}$, использованные в расчётах.

Переход	λ (нм)	$\Delta\nu$ (см $^{-1}$)	σ (10 $^{-19}$ см 2)
	869.0	13*	0.41*, 0.41**
	875.4	10*	0.11*, 0.11**
	879.2*, 879.1**	18*	0.13*
	884.4	19*	0.42*
	885.8*, 885.7**	19*	0.35*
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	891.1*, 891.0**	10*	0.24*
	893.4*, 893.2**	31*	0.05*
	900.0*, 899.9**	31*	0.12*
	938.6*, 938.5**	10*	0.48*, 0.35**
	956.1*, 946.0**	9*	0.51*, 0.77**
	1052.1	4.5*	0.95*, 1.15**
	1054.9	4.5*	0.06*
	1061.5	4.6*, 3.6**	2.50*, 2.69**
	1064.2*, 1064.15**	5.0*	3.00*, 3.03**
	1064.4	4.2*	1.45*, 1.09**
	1068.2	6.5*	0.60*, 0.77**
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1073.7	4.6*	1.65*, 1.49**
	1077.9	7.0*	0.77*, 0.68**
	1105.5	11.0*	0.16*, 0.13**
	1111.9	10.2*	0.36*, 0.43**
	1115.8	10.6*	0.42*, 0.40**
	1122.5	9.9*	0.40*, 0.46**
	1318.7, 1318.4**	4.0*	0.95*, 0.64**
	1320.3	4.6*	0.23*
	1333.5*, 1333.1**	3.0*	0.44*
	1335.1	3.3*	0.54*, 0.53**
	1338.1	4.0*	1.00*, 0.64**
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1341.9	6.0*	0.36*, 0.27**
	1353.3	4.0*	0.28*, 0.20**
	1357.2	4.0*	0.73*, 0.50**
	1415.0	8.5*	0.20*
	1427.1	7.0*	0.08*
	1432.0	10.0*	0.13*
	1444.4	9.0*	0.28*
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$	1040***	–	0.1***
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4G_{9/2}$	1067***	–	0.28***
	1074***	–	0.27***

* – данные по линиям люминесценции из работы [4]; ** – данные по линиям люминесценции из работы [17]; *** – данные по линиям наведенного поглощения из работы [18].

по знаку (даже переходы на длинах волн 946 и 1318 нм, достаточно далёких от $\lambda = 1064.2$ нм, дают вполне заметные вклады).

Численные расчёты поляризуемости, обусловленной усиливающими (люминесцентными) переходами с уровня ${}^4F_{3/2}$, дали $p_{4F}^{lum}(1064.2 \text{ нм}) \approx 6.3 \times 10^{-27} \text{ см}^3$. Учёт «поглощения из возбуждённого состояния» уменьшил эту компоненту поляризуемости до $p_{4F}^{4f-4f}(1064 \text{ нм}) \approx (1 - 4) \times 10^{-27} \text{ см}^3$ (большой разброс значений связан с неточным знанием ширины линий переходов для «поглощения из возбуждённого состояния» [18]). Оценка же поляризуемости уровня ${}^4I_{9/2}$, определяемого $4f - 4f$ -переходами с поглощением из основного состояния, дала пренебрежимо малую величину (по сравнению с p_{4F}^{4f-4f}) на длине волны 1064.2 нм. Поэтому можно считать, что искомая резонансная компонента поляризуемости определяется только вкладом уровня ${}^4F_{3/2}$:

$$\Delta p_{FI}^{4f-4f}(1064.2 \text{ нм}) \approx p_{4F}^{4f-4f}(1064.2 \text{ нм}) \approx (1 - 4) \times 10^{-27} \text{ см}^3. \quad (9)$$

Нерезонансная компонента поляризуемости (связан-

ная с $4f - 5d$ -переходами) на длине волны 1064.2 нм может быть рассчитана на основе известной ранее и измеренной в нашем эксперименте величины Δp (633 нм). Действительно, оценка «резонансной» компоненты поляризуемости уровней ${}^4I_{9/2}$ и ${}^4F_{3/2}$ на длине волны тестирующего излучения 633 нм (проведённая аналогично оценке этой компоненты на $\lambda = 1064.2$ нм с учётом поглощающих $4f - 4f$ -переходов) даёт значения, на два порядка меньше экспериментально определённой электронной компоненты ИПП. Поэтому можно считать, что разность поляризуемостей уровней ${}^4I_{9/2}$ и ${}^4F_{3/2}$ (на $\lambda = 633$ нм) определяется только $4f - 5d$ -переходами:

$$\Delta p_{FI}(633 \text{ нм}) \approx \Delta p_{FI}^{4f-5d}(633 \text{ нм}) \approx 4 \times 10^{-26} \text{ см}^3. \quad (10)$$

Зная величину $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(633 \text{ нм})$, можно оценить $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(1064 \text{ нм})$. Для этого воспользуемся общим выражением (2), предполагая, что для $4f - 5d$ -переходов с уровнями ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ силы осцилляторов одинаковы [19]. Тогда при частотах тестирования ν , очень далёких от частот $4f - 5d$ -резонансов ($(\nu_{FI}^{4f-5d})^2 - \nu^2 \gg \nu \Delta \nu_{FI}^{4f-5d}$), получим оценочное выражение:

$$\Delta p_{FI}^{4f-5d}(\nu) \approx \frac{A}{(\nu_F^{4f-5d})^2 - \nu^2} - \frac{A}{(\nu_I^{4f-5d})^2 - \nu^2}, \quad (11)$$

где A – коэффициент пропорциональности; ν_{FI}^{4f-5d} – частоты $4f - 5d$ -переходов с уровнями ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ соответственно.

Воспользовавшись выражением (11) и зная величины $\Delta p_{FI}^{4f-5d}(633 \text{ нм})$ и ν_{FI}^{4f-5d} , можно получить следующую численную оценку:

$$\Delta p_{FI}^{4f-5d}(1064.2 \text{ нм}) \approx 3.15 \times 10^{-26} \text{ см}^3. \quad (12)$$

Полученное значение нерезонансной компоненты разности поляризуемостей (12) более чем на порядок превышает квазирезонансную компоненту (9). Таким образом, вклад в общую поляризуемость уровня ${}^4F_{3/2}$ (а также в разность поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$) далёких (по частоте), но сильных $4f - 5d$ -переходов в максимуме усиления на $\lambda = 1064.2$ нм намного превышает вклад квазирезонансных, но слабых $4f - 4f$ -переходов (вклады которых, кроме того, частично компенсируют друг друга). Поэтому можно дать следующую оценку полной разности поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$:

$$\Delta p_{FI}(1064.2 \text{ нм}) \approx (3.2 - 3.5) \times 10^{-26} \text{ см}^3. \quad (13)$$

Здесь следует отметить, что не для всех длин волн справедлив вывод о доминирующем вкладе $4f - 5d$ -переходов в поляризуемость уровня ${}^4F_{3/2}$. На краю линий усиления лазерных $4f - 4f$ -переходов существуют частоты, на которых «резонансная» компонента поляризуемости весьма велика и превышает вклад далёких $4f - 5d$ -линий.

Поскольку полные разности поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ на $\lambda = 633$ и 1064.2 нм различаются незначительно, то можно ожидать, что и электронные компоненты ИПП на этих длинах волн будут одинаковыми. При 7 %-ном заселении уровня ${}^4F_{3/2}$, исходя из равенств (10) и (13) и выражения (1), можно дать следующую оцен-

ку электронных ИПП: $\Delta n_e(1064.2 \text{ нм}) \approx (4.0 - 4.4) \times 10^{-6}$. Эта оценка показывает, что в условиях импульсной диодной накачки электронные ИПП (на $\lambda = 1064.2 \text{ нм}$) близки к тепловым.

При комбинированной накачке, обеспечивающей заселение уровня ${}^2F(2)_{5/2}$, электронная компонента ИПП на длине волны 1064.2 нм должна быть даже больше, чем на длине волны 633 нм (поскольку поляризуемость уровня ${}^2F(2)_{5/2}$ на $\lambda = 1064.2 \text{ нм}$ больше, чем на $\lambda = 633 \text{ нм}$).

7. Заключение

Таким образом, при интенсивной диодной накачке на длине волны 808 нм в кристалле Nd:YAG возникают сильные ИПП, связанные с различием поляризуемостей основного состояния ионов Nd^{3+} (уровня ${}^4I_{9/2}$) и верхнего уровня рабочего перехода ${}^4F_{3/2}$. При диодной накачке импульсами длительностью 200–300 мкс электронные изменения сравнимы с тепловыми. При комбинированной накачке кристалла Nd:YAG импульсами диодного лазера и 4-й гармоники Nd:YAG-лазера (длина волны 266 нм) происходит дополнительное возрастание электронных ИПП, связанное с заселением высокоэнергетичного уровня ${}^2F(2)_{5/2}$. Эти изменения достигают большой величины на длине волны лазерного перехода 1064.2 нм и могут существенно влиять на оптическую силу линз и абберации световых пучков в кристаллах Nd:YAG. Электронные ИПП должны быть достаточно велики и в других Nd^{3+} -содержащих лазерных кристаллах с оксидной матрицей (Nd:YVO₄, Nd:YAlO₃ и т. д.).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 01-02-17674, 02-02-81042 Бел.2002а, 00-15-96675), программы Минпромнауки РФ

«Квантовые и нелинейные процессы», фонда НАТО «Наука ради мира» (грант SFR 974143), а также МНТЦ (грант ISTC/EOARD 1913р).

1. Riedel E.P., Baldwin G.D. *J. Appl. Phys.*, **38**, 2720 (1967).
2. Бубнов М.М., Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **5**, 464 (1978).
3. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986, с. 32).
4. Powell R.C. *Physics of Solid-State Laser Materials* (New York–Berlin–Heidelberg: Springer, 1998, с. 109).
5. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
6. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1072 (1999).
7. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (Berlin–Heidelberg: Springer, 1999, v. 1, p. 406).
8. Guy S., Bonner C.L., Shepherd D.P., Hanna D.C., et al *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 900 (1998).
9. Fluck R., Hermann M.R., Hackel L.A. *Appl. Phys. B*, **70**, 491 (2000).
10. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Vorob'ev V.A., et al. *Tech. Digest XVII Intern. Conf. Nonlinear Optics «ICONO 2001»* (Minsk: Inst. Phys. NASB, 2001, p. 253).
11. Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. *Квантовая электроника*, **32** (9), 793 (2002).
12. Kramer M.A., Boyd R.W. *Phys. Rev. B*, **23**, 986 (1981).
13. Басиев Т.Т., Дергачёв А.Ю., Орловский Ю.В., Осико В.В., Прохоров А.М. *Труды ИОФ РАН*, **46**, 3 (1994).
14. Francon M., Mallick S. *Polarization Interferometers: Application in Microscopy and Macroscopy* (New York: Academic Press, 1971).
15. Багдасаров Х.С., Володин И.С., Коломийцев А.И., др. *Квантовая электроника*, **9**, 1158 (1982).
16. Дубинский А.М., Столов А.Л. *ФТТ*, **27**, 2194 (1985).
17. Каминский А.А. *Лазерные кристаллы* (М.: Наука, 1975, с. 198).
18. Kück S, Fornasiero L., Mix E., Huber G. *Appl. Phys. B*, **67**, 151 (1998).
19. Ahe J.D. *Phys. Rev.*, **136**, A42 (1964).