

О роли тепловой нелинейности при вырожденных взаимодействиях в насыщенных лазерных средах

В.В.Туморин, Н.Н.Ильичев

Рассмотрено возникновение температурной решетки изменения показателя преломления при записи решетки насыщенного усиления в твердотельной лазерной среде. Установлена зависимость между амплитудами температурной решетки и решетки насыщенного усиления. На основании полученной зависимости определена величина фазовой составляющей решетки инверсной населенности в кристалле $YAlO_3:Nd$.

Ключевые слова: решетка инверсной населенности, насыщение, тепловая нелинейность, $YAlO_3:Nd$.

1. Введение

Метод обращения волнового фронта излучения при вырожденном четырехволновом смешении (ВЧВС) в инвертированной лазерной среде в последние годы широко используется при создании адаптивных голографических лазерных систем с высокой яркостью выходного излучения [1–6]. Необходимая для начала генерации положительная обратная связь в петлевых резонаторах подобных систем образуется при записи в лазерной среде объемной голограммы на решетках инверсной населенности, возникающих вследствие нелинейного усиления взаимодействующих пучков излучения суперлюминесценции [1, 5, 6]. Запись решетки инверсной населенности (РИН) приводит к возникновению в среде как амплитудной решетки насыщенного усиления, так и фазовой решетки изменения показателя преломления (ИПП) среды, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденных состояний ионов активатора [7–10]. Кроме того, вследствие неравномерного светоиндуцированного тепловыделения в объеме лазерной среды [11], запись РИН сопровождается возникновением температурной решетки ИПП. Время релаксации температурной решетки зависит от ее шага и при малом угле пересечения взаимодействующих пучков насыщающего излучения может существенно превышать время релаксации РИН. Поэтому при малом угле пересечения пучков температурные решетки могут играть существенную роль при стационарном ВЧВС в насыщенной лазерной среде.

Так, в работе [6] было зафиксировано снижение порога генерации голографического лазера на кристалле $YAG:Nd$ при уменьшении угла пересечения взаимодействующих пучков, что, по мнению авторов, объясняется увеличением коэффициента отражения температурных решеток ИПП. В [12] нами были исследованы временные зависимости дифракционной эффективности амплитуд-

ной и фазовой составляющих РИН в $YAlO_3:Nd$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при стационарном взаимодействии долгоживущие температурные решетки могут доминировать в процессах ВЧВС в кристаллических лазерных средах. Зафиксированная в работе [12] сложная динамика изменения дифракционной эффективности решетки ИПП может быть объяснена присутствием в среде двух фазовых решеток: температурной и фазовой частей РИН, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденных состояний иона Nd [8, 10]. Разделение вкладов этих решеток в рамках экспериментальной методики работы [12] не представляется возможным. Поэтому для определения вклада фазовой части РИН представляет интерес расчет дифракционной эффективности температурной решетки ИПП при известных временных зависимостях параметров решетки насыщенного усиления.

Нам известна только одна работа [11], в которой проводилась оценка коэффициента отражения температурных решеток при стационарном ВЧВС в твердотельных лазерных средах. Проведенные расчеты показали, что тепловая нелинейность, обусловленная зависимостью коэффициента поглощения излучения накачки от плотности инверсной населенности, играет существенную роль при ВЧВС в активных средах рубинового и неодимового лазера на стекле, но в то же время она существенно меньше нелинейности усиления в такой лазерной среде как $YAG:Nd$. Однако эти оценки справедливы при малой концентрации ионов Nd в лазерной среде, поскольку не учитывают процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня вследствие взаимодействия примесных центров. А именно процессы кросс-релаксации и кооперативной ап-конверсии в системе ионов дают основной вклад в зависимость тепловыделения в активной среде неодимового лазера от эффективности съема инверсной населенности излучением генерации [13–20]. Кроме того, при составлении уравнения энергобаланса в работе [11] не учитывалась разность между энергией кванта генерации и средней энергией кванта люминесценции [20].

Цель настоящей работы заключается в нахождении связи между амплитудами температурной решетки и решетки насыщенного усиления при нестационарном ВЧВС

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

Поступила в редакцию 13 ноября 2006 г., после доработки – 7 февраля 2007 г.

в насыщенной активной среде неодимового лазера, а также сопоставление найденных зависимостей с ранее полученными экспериментальными данными.

2. Теория

Изменение плотности инверсной населенности N в некотором объеме лазерной четырехуровневой среды обусловлено процессом накачки и переходами с верхнего лазерного уровня: спонтанными, вынужденными и безызлучательными:

$$\frac{dN}{dt} = W_p(N_0 - N) - (W_f + W_g + W_{nr})N, \quad (1)$$

где N_0 – концентрация ионов Nd в лазерной среде; W_p – вероятность поглощения кванта излучения накачки ионом Nd, находящимся в основном состоянии; W_f , W_g , W_{nr} – вероятности спонтанной, вынужденной и безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня.

Неравномерное тепловыделение в объеме активной среды неодимового лазера, возникающее при записи РИН, обусловлено, в первую очередь, безызлучательными переходами между уровнями энергии ионов активатора. Так, при поглощении ионом Nd, находящимся в основном состоянии $^4I_{9/2}$, кванта излучения накачки с энергией $h\nu_p$ с последующей быстрой многофононной релаксацией на верхний лазерный уровень $^4F_{3/2}$ [21] часть энергии $h\nu_p - \Delta E$ идет на нагрев среды, где ΔE – разность средних равновесных значений энергии ионов Nd, находящихся на мультиплетах $^4F_{3/2}$ и $^4I_{9/2}$. Релаксация уровня $^4F_{3/2}$ может происходить как с испусканием кванта излучения с энергией $h\nu$ (при этом вследствие многофононной релаксации нижележащих уровней часть энергии $\Delta E - h\nu$ идет на нагрев среды), так и безызлучательным образом (вследствие взаимодействия между примесными центрами) с выделением тепла ΔE [22]. Широкополосное излучение ламповой накачки может также поглощаться ионами Nd, находящимися на верхнем лазерном уровне. В этом случае при многофононной релаксации высоколежащих уровней $4f$ -оболочки иона Nd в тепло переходит вся энергия поглощенного излучения накачки.

Таким образом, при отсутствии поглощения излучения генерации (например, на переходах с верхнего лазерного уровня) выражение для плотности мощности тепловыделения q в объеме лазерной среды может быть записано следующим образом:

$$q = W_p(h\nu_p - \Delta E)(N_0 - N) + [W_{nr}\Delta E + W_f(\Delta E - h\nu_f) + W_g(\Delta E - h\nu_g)]N + W_{ea}Nh\nu_{ea}, \quad (2)$$

где W_{ea} – вероятности поглощения кванта излучения накачки ионом Nd, находящимся на верхнем лазерном уровне; $h\nu_f$, $h\nu_p$, $h\nu_{ea}$ – средние энергии квантов люминесценции и поглощенного излучения накачки из основного состояния иона Nd и с верхнего лазерного уровня; $h\nu_g$ – энергия кванта генерации. В системах с диодной накачкой переходами с верхнего лазерного уровня под действием узкополосного излучения накачки можно пренебречь.

При нелинейном усилении двух интерферирующих плоских волн в лазерной среде образуется РИН, описываемая выражением

$$N = \bar{N} + \frac{\Delta N \exp(i\zeta r) + \Delta N^* \exp(-i\zeta r)}{2},$$

где \bar{N} – средняя по объему плотность инверсной населенности; r – радиус-вектор; ζ – вектор решетки. Считая поле излучения накачки однородным по объему активной среды и исключая из уравнений (1) и (2) W_g , находим зависимость между амплитудами модуляции плотности мощности тепловыделения Δq и плотности инверсной населенности ΔN в объеме лазерной среды:

$$\Delta q = P\Delta N - \frac{d\Delta N}{dt}(\Delta E - h\nu_g), \quad (3)$$

где $P = W_{nr}h\nu_g - W_f(h\nu_f - h\nu_g) - W_p(h\nu_p - h\nu_g) + W_{ea}h\nu_{ea}$ – величина, характеризующая изменение мощности тепловыделения при изменении инверсной населенности на единицу в случае стационарного взаимодействия в насыщенной лазерной среде.

Неоднородное по объему активной среды тепловыделение приводит к возникновению температурной решетки, описываемой выражением

$$T = \bar{T} + \frac{\Delta T \exp(i\zeta r) + \Delta T^* \exp(-i\zeta r)}{2},$$

где \bar{T} – средняя по объему температура среды. Из уравнения теплопроводности можно получить уравнение для зависимости амплитуды ΔT температурной решетки от времени:

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{\Delta q}{c_p\rho} - \frac{\Delta T}{\tau_t}, \quad (4)$$

где ρ и c_p – плотность и удельная теплоемкость лазерной среды; $\tau_t = (|\zeta|^2 a_t)^{-1}$ – время релаксации температурной решетки в среде с коэффициентом температуропроводности a_t . Решение дифференциального уравнения (4) дает разность температур в определенный момент времени t' :

$$\Delta T = \int_{-\infty}^{t'} \frac{\Delta q(t)}{c_p\rho} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt. \quad (5)$$

Пространственная модуляция фазы волны, проходящей через температурную решетку, обусловлена температурной зависимостью показателя преломления (ПП) среды n в отсутствие деформаций и уругооптическим эффектом. В случае температурной решетки реализуется режим плоского напряженного состояния, при котором отличны от нуля только главные компоненты тензора напряжений, перпендикулярные вектору решетки ζ . Величина этих напряжений, а следовательно, и ИПП за счет уругооптического эффекта линейно зависят от локальной температуры среды. Аналогичный режим реализуется при накачке пластинчатого активного элемента с отводом тепла через две боковые грани. Для описания ИПП среды в случае температурной решетки введем понятие эффективной температурной зависимости ПП среды $(dn/dT)_{\text{eff}}$, учитывающей влияние уругооптического эффекта в конкретной геометрии опыта. Тогда амплитуда фазовой температурной решетки ИПП $\Delta\varphi_t$ может быть определена следующим образом:

$$\Delta\varphi_t = k\Delta T \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}}, \quad (6)$$

где k – волновое число излучения.

Подставляя в (6) выражения для ΔT (5) и Δq (3), находим амплитуду фазовой температурной решетки ИПП в момент времени t' :

$$\Delta\varphi_t(t') = \Theta \left[P \int_{-\infty}^{t'} \Delta\alpha(t) \exp\left(\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt - (\Delta E - h\nu_g) \int_{-\infty}^{t'} \frac{d\Delta\alpha(t)}{dt} \exp\left(\frac{t-t'}{\tau_t}\right) dt \right], \quad (7)$$

где $\Delta\alpha = \sigma\Delta N/2$ – амплитуда решетки насыщенного усиления по полю; σ – эффективное сечение вынужденного перехода;

$$\Theta = \frac{2k}{c_p\rho\sigma} \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}}.$$

Зависимость (7) позволяет определить относительную дифракционную эффективность фазовой температурной решетки $\beta_t = \Delta\varphi_t/\Delta\alpha$ [10] при ВЧВС в насыщенной лазерной среде. Если амплитуда решетки насыщенного усиления постоянна во времени, решение уравнения (7) дает $\beta_t = \tau_t\Theta P$.

Таким образом, при стационарном взаимодействии дифракционная эффективность температурной решетки пропорциональна времени ее релаксации τ_t , которое определяется углом пересечения взаимодействующих пучков насыщающего излучения θ :

$$\tau_t = \frac{1}{[2 \sin(\theta/2)k]^2 a}.$$

Так, при $\theta \sim 1$ мрад в случае стационарного ВЧВС в таких распространенных лазерных средах как YAG: Nd, YAlO₃: Nd коэффициент отражения температурных решеток может превышать коэффициент отражения решеток насыщенного усиления [6, 12]. При нестационарном ВЧВС, когда длительность импульсов излучения много меньше времен жизни температурной решетки и решетки инверсной населенности или есть рассогласование по частоте излучения между взаимодействующими пучками, приближенное решение уравнения (7) дает $\beta_t = \Theta(h\nu_g - \Delta E)$. Относительную дифракционную эффективность температурной решетки при нестационарном ВЧВС в YAG: Nd можно оценить как $\beta_t \approx -0.04$.

3. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Проведем анализ экспериментальных результатов нашей работы [12] с использованием формулы (7). На рис. 1 показана полученная экспериментально временная зависимость амплитуды модуляций фазы $\Delta\psi$ (кривая 2) волны, прошедшей через «тонкую» решетку инверсной населенности с амплитудой модуляции инкремента насыщенного усиления по полю $\Delta\gamma$ (кривая 1), записанную в активном элементе из YAlO₃: Nd. Для увеличения относительной точности измерений фазовой составляющей решетки эксперимент проводился для слабоусиливаемого резонансного зондирующего излучения на длине вол-

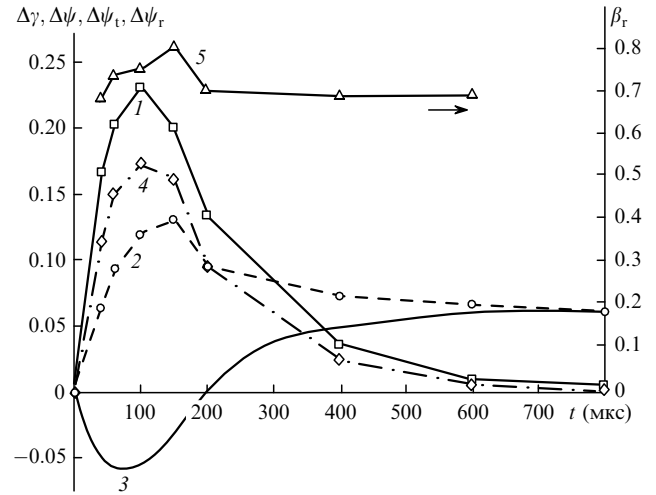


Рис. 1. Временные зависимости амплитудной ($\Delta\gamma$ (1, \square)), фазовой ($\Delta\psi$ (2, \circ)), температурной ($\Delta\psi_t = \Delta\varphi_t/l$ (3)) и резонансной фазовой ($\Delta\psi_r$ (4, \diamond)) составляющих РИН, а также параметра $\beta_t = \Delta\psi_r/\Delta\gamma$ (5, \triangle); l – длина АЭ.

ны 1.08 мкм с вектором электрического поля \mathbf{E} , параллельным оси a кристалла YAlO₃ ($\mathbf{E} \parallel a$). Фазовая составляющая решетки является суммой температурной решетки ИПП и фазовой части РИН, обусловленной разностью поляризуемостей основного и возбужденного состояний иона Nd. Время релаксации температурной решетки в условиях эксперимента составляло около 5 мс, что существенно превышало время релаксации верхнего лазерного уровня (150 мкс). Это позволяет определить амплитуду температурной решетки ИПП в конце жизни РИН, когда фазовая составляющая последней пренебрежимо мала, и сравнить ее с рассчитанной по формуле (7).

Для определения параметра Θ необходимо найти эффективную температурную зависимость ПП кристалла YAlO₃: Nd для рассматриваемого случая. Нам не удалось обнаружить в литературе фотоупругих постоянных для YAlO₃, поэтому эффективную температурную зависимость ПП мы получали экспериментально. Для этого измерялось фокусное расстояние цилиндрической термлинзы, наводимой в пластинчатом активном элементе (АЭ) из YAlO₃: Nd размером $1 \times 4 \times 10$ см в импульсно-периодическом режиме накачки. АЭ был вырезан вдоль оси b кристалла таким образом, что широкая сторона его апертуры (4 см) была параллельна кристаллографической оси c . Плоскости, в которых достигались максимумы плотности инверсной населенности РИН в эксперименте [12] были также ориентированы вдоль оси c . Фокусное расстояние термлинзы F_{th} связано с разностью температур ΔT_0 между центром и краем АЭ соотношением [23]

$$F_{th}^{-1} = 8 \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} \frac{l\Delta T_0}{h^2}, \quad (8)$$

где h и l – толщина и длина АЭ. В свою очередь, разность температур ΔT_0 определяется частотой следования импульсов накачки ν_0 и теплом, выделяемым в АЭ за одну вспышку ламп накачки Q [23]:

$$\Delta T_0 = \frac{\nu_0 Q h}{8w l K}, \quad (9)$$

где w – ширина АЭ; K – теплопроводность YAlO₃.

Тепловыделение Q определялось по изменению двойной оптической длины кристалла $\Delta(2nl)$ за время действия одиночного импульса накачки. Для этого в дальнейшем поле исследовался фазовый сдвиг $\Delta\phi$ интерференционной картины двух тонких пучков He-Ne-лазера, отраженных под небольшим углом от передней и задней поверхностей кристалла. Величины Q и $\Delta\phi$ связаны соотношением

$$\Delta\phi = \frac{\Delta(2nl)2\pi}{\lambda} = \frac{4\pi Q}{\lambda c_p \rho wh} \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_t n \right), \quad (10)$$

где $\lambda = 0.63$ мкм – длина волны зондирующего излучения; $\rho = 5.35$ г/см³ и $c_p = 0.42$ Дж·г⁻¹·К⁻¹ – плотность и удельная теплоемкость YAlO₃ [23]; n и dn/dT – ПП для поляризации зондирующего излучения и его температурная зависимость в отсутствие механических напряжений; $\alpha_t = 3.37 \times 10^{-6}$ К⁻¹ – коэффициент термического расширения YAlO₃ вдоль оси b при атомной концентрации неодима 1 % [23]. Из уравнений (8)–(10) находим выражение для эффективной температурной зависимости ПП:

$$\left(\frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} = \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_t n \right) \frac{4\pi a_t}{v F_{\text{th}} \lambda \Delta\phi}, \quad (11)$$

где $a_t = K/(\rho c_p) = 0.049$ см²/с – коэффициент температуропроводности YAlO₃ [23].

Полученное в этих экспериментах значение $(dn_a/dT)_{\text{eff}}$ для поляризации зондирующего излучения с вектором электрического поля E , параллельным оси a кристалла YAlO₃, составило $(11 \pm 1) \times 10^{-6}$ К⁻¹, что несколько превышает $dn_a/dT = 9.7 \times 10^{-6}$ К⁻¹ [24] в отсутствие механических напряжений. Для ортогональной поляризации найденное значение $(dn_c/dT)_{\text{eff}} = (9 \pm 1) \times 10^{-6}$ К⁻¹ оказалось существенно меньше $dn_c/dT = 14.5 \times 10^{-6}$ К⁻¹ [24]. Следовательно, оценка параметра Θ_a для используемой в эксперименте [12] поляризации зондирующего излучения с $E||a$ составляет $(8 \pm 1) \times 10^{18}$ Дж⁻¹.

Для проведения расчетов нам необходимо также оценить параметр P в условиях нашего эксперимента. Вклад процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня в параметр P равен $W_{\text{nr}} hv_g$. К этим процессам относятся: многофононная релаксация верхнего лазерного уровня [21], кросс-релаксация (или концентрационное тушение люминесценции) и кооперативная ап-конверсия в системе ионов [22]. Исследованная в работе [21] зависимость вероятности W_{mf} многофононной релаксации уровней иона Nd в YAlO₃:Nd от величины энергетического зазора позволяет сделать вывод о том, что вероятность многофононной релаксации уровня ⁴F_{3/2} не превышает 10 с⁻¹. Вероятность ап-конверсионного процесса W_{up} зависит от плотности инверсной населенности N ($W_{\text{up}} = \zeta N$) и в нашем эксперименте изменялась от своего максимального значения в начале взаимодействия до нуля в конце жизни РИН. Полученные в экспериментах с YAG:Nd значения ζ сильно различаются: от 0.5×10^{-16} см³/с [22] до 2.8×10^{-16} см³/с [25]. Нам не удалось найти работ, посвященных изучению ап-конверсии в YAlO₃:Nd. Если предположить, что вероятности ап-конверсии в YAlO₃:Nd и YAG:Nd близки и параметр ζ не превышает 2.8×10^{-16} см³/с, то вероятность процесса ап-конверсии $W_{\text{up}} = \zeta N = \zeta \alpha / \sigma_c$ при максимальной плотности инверсной населенности в нашем

эксперименте не будет превышать 390 с⁻¹, где $\alpha = 0.415$ см⁻¹ – коэффициент усиления насыщающего излучения, а $\sigma_c = 3 \times 10^{-19}$ см² – эффективное сечение вынужденного перехода [26] для поляризации насыщающего излучения с $E||c$.

Вероятность процесса кросс-релаксации W_{cr} зависит от концентрации ионов Nd, и ее можно определить исходя из времени жизни верхнего лазерного уровня τ в исследуемом кристалле при малой плотности инверсной населенности: $W_{\text{cr}} = 1/\tau - 1/\tau_0$, где $\tau_0 \approx 175$ мкс – время затухания люминесценции с уровня ⁴F_{3/2} в YAlO₃:Nd при малой концентрации ионов Nd [27]. В нашем эксперименте время релаксации решетки насыщенного усиления после окончания действия импульсов насыщающего излучения и накачки составило 152 ± 3 мкс. Поскольку вероятностью ап-конверсионного процесса в конце жизни РИН можно пренебречь, вероятность процесса кросс-релаксации в исследуемом кристалле лежит в пределах $750 \text{ с}^{-1} < W_{\text{cr}} < 1000 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, из всех процессов безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня максимальный вклад в параметр P при экспериментальных условиях работы [12] дает процесс кросс-релаксации: $W_{\text{cr}} hv_g = (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-16}$ Вт.

Вклад излучательных переходов с верхнего лазерного уровня в величину P определяется разностью между энергией кванта генерации $h\nu_g$ и средней энергией кванта люминесценции $h\nu_f$, а также вероятностью спонтанных переходов W_f : $W_f (h\nu_g - h\nu_f)$. Вероятность спонтанной релаксации верхнего лазерного уровня определяется временем затухания люминесценции в YAlO₃ при малых концентрациях ионов Nd: $W_f = 1/\tau_0 \approx 5700$ с⁻¹. Эффективная длина волны люминесценции, полученная исходя из коэффициентов ветвления люминесценции в YAlO₃:Nd [28], составляет около 1.067 мкм. Следовательно, при стационарном взаимодействии в YAlO₃:Nd на длине волны 1.0795 мкм вклад излучательных переходов в возникновение тепловой решетки имеет противоположный знак и составляет по модулю около 7 % от вклада безызлучательных переходов.

Разность тепловыделений $W_{\text{ea}} hv_{\text{ea}} - W_{\text{p}} (h\nu_{\text{p}} - h\nu_g)$ при поглощении излучения ламповой накачки ионами Nd, находящимися в основном и возбужденном состояниях, вносит свой вклад в величину P . Отсутствие данных об интегральных сечениях поглощения излучения накачки с верхнего лазерного уровня в YAlO₃:Nd не позволяет провести оценку величины этого вклада, а также определить его знак. Однако можно предположить, что переходы под действием излучения накачки не дают основного вклада в образование температурной решетки в рассматриваемых экспериментальных условиях. В подтверждение этого оценим вероятность W_{p} поглощения ионом неодима, находящимся в основном состоянии, фотона накачки. В наших экспериментах ненасыщенный коэффициент усиления лазерной среды $\alpha_{\text{max}} = 0.53$ см⁻¹, что соответствует концентрации инверсной населенности $N_{\text{max}} = \alpha_{\text{max}}/\sigma_c = 1.8 \times 10^{18}$ см⁻³. Таким образом, в лазерной среде возбуждается менее 1% ионов Nd ($N_0 \approx 2 \times 10^{20}$ см⁻³). В этом случае приближенное решение дифференциального уравнения (1) в отсутствие насыщающего излучения ($W_g = 0$) дает значение вероятности W_{p} в максимуме импульса накачки:

$$W_{\text{p}}^{\text{max}} \approx \frac{N_{\text{max}} (W_{\text{nr}} + W_{\text{f}})}{N_0 \{1 - \exp[-\tau_{\text{p}} (W_{\text{nr}} + W_{\text{f}})]\}} \approx 160 \text{ с}^{-1}, \quad (12)$$

где $\tau_p = 80$ мкс – длительность импульса накачки по по-
высоте.

Средняя энергия кванта излучения накачки, поглощенного ионом Nd из основного состояния, может быть оценена исходя из спектрального распределения энергии излучения ксеноновых ламп накачки [29] и интегральных сечений поглощения для различных переходов из основного состояния иона Nd в $YAlO_3:Nd$ [28]. При условии фильтрации коротковолновой области спектра накачки с длиной волны менее 430 нм в используемом в эксперименте квантроне К-301 средняя частота поглощенного кванта накачки равна примерно 15000 см^{-1} . Поэтому при максимальной мощности ламповой накачки вклад переходов из основного состояния иона Nd в величину P , равный $W_p(h\nu_g - h\nu_p)$, составляет по модулю менее 10 % от вклада безызлучательных переходов с верхнего лазерного уровня. Вклад переходов под действием излучения ламповой накачки с верхнего лазерного уровня имеет противоположный знак и, предположительно, соизмерим по модулю со вкладом переходов из основного состояния иона Nd.

Из вышесказанного можно сделать вывод о том, что в рассматриваемых экспериментальных условиях параметр P определялся преимущественно процессом кросс-релаксации верхнего лазерного уровня и слабо изменялся в течение времени жизни РИН. Кривая 3 на рис.1 отображает временную зависимость амплитуды температурной решетки ИПП, рассчитанную по формуле (7) при $P = W_{cr}h\nu_g = 1.6 \times 10^{-16}$ Вт. Интегрирование по времени амплитуды решетки насыщенного усиления $\Delta\psi$ проводилось с помощью кубической сплайн-интерполяции экспериментальных точек. В интервале $0 < t' < 200$ мкс амплитуда температурной решетки ИПП имеет отрицательные значения вследствие тепловыделения при вынужденных переходах под действием насыщающего излучения в минимумах РИН.

В конце времени жизни РИН, когда резонансная фазовая составляющая решетки $\Delta\psi_r$ пренебрежимо мала, расчетная амплитуда температурной решетки ИПП совпадает с полученной в эксперименте амплитудой фазовой решетки. Это косвенно подтверждает сделанные нами оценки параметров Θ_a и P . Кривая 4 на рис.1 была получена при вычитании из экспериментальной временной зависимости амплитуды фазовой решетки (кривая 2) расчетной временной зависимости амплитуды температурной решетки ИПП (кривая 3). Если наши предположения о малости вкладов в параметр P процесса ап-конверсии и переходов под действием излучения накачки верны, то кривая 4 описывает резонансную фазовую составляющую РИН $\Delta\psi_r$, обусловленную разностью поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ иона неодима. Действительно, во временном диапазоне $t' > 200$ мкс после окончания действия ламповой накачки составляющая $\Delta\psi_r$ оказывается пропорциональной амплитуде решетки насыщенного усиления с коэффициентом пропорциональности $\beta_r = \Delta\psi_r/\Delta\gamma \approx 0.7$. Во время действия импульса ламповой накачки ($t' < 200$ мкс) коэффициент β_r несколько превышает 0.7, что, кроме неточности при расчете амплитуды температурной решетки ИПП, может объясняться каскадным заселением уровня ${}^2P_{3/2}$ с высоким значением поляризуемости [12].

В отсутствие заселения высоколежащих метастабильных состояний иона Nd (${}^2(F_2)_{5/2}$, ${}^4D_{3/2}$, ${}^2P_{3/2}$) коэффициент β_r характеризует соотношение вещественной (χ_{re}) и

мнимой (χ_{im}) частей резонансной восприимчивости лазерной среды и зависит как от разности поляризуемостей $\Delta\rho$ уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$, так и от эффективного сечения вынужденного перехода σ [8]:

$$\beta_r = \frac{\chi_{re}}{\chi_{im}} = \frac{4\pi k F_L^2}{n\sigma} \Delta\rho,$$

где $F_L = (n^2 + 2)/3$ – лоренцевский фактор локального поля. Напомним, что исследование РИН в работе [12] проводилось при поляризации зондирующего излучения с $E||a$, эффективное сечение вынужденного перехода для которой примерно в четыре раза меньше, чем для поляризации с $E||c$ [26]. Полученному $\beta_r \approx 0.7$ соответствует разность поляризуемостей $\Delta\rho = 0.035 \text{ \AA}^3$, что хорошо согласуется с оценками $\Delta\rho$ на частоте лазерного перехода для кристалла $YAG:Nd$, проведенными в работе [7], где показано, что разность поляризуемостей уровней ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ обусловлена в первую очередь разрешенными переходами между электронными оболочками 4f и 5d иона Nd. В этом случае можно предположить, что в $YAlO_3:Nd$ разность $\Delta\rho$ слабо зависит от поляризации взаимодействующего излучения, и для поляризации с $E||c$, при которой сечение вынужденного перехода максимально, параметр β_r составляет около 0.18.

4. Заключение

Предложенная в настоящей работе модель тепловой нелинейности при вырожденных многоволновых смешениях в твердотельной лазерной среде показывает, что температурные решетки могут играть существенную роль как при нестационарном взаимодействии в насыщенной лазерной среде, так и при стационарном взаимодействии в случае малого угла пересечения взаимодействующих пучков. Был определен вклад различных процессов в тепловую нелинейность при стационарном взаимодействии. Так, в неодимовых лазерных средах тепловая нелинейность обусловлена в первую очередь уменьшением квантового выхода излучения люминесценции вследствие безызлучательной релаксации верхнего лазерного уровня. В лазерных системах с мощной продольной диодной накачкой существенный вклад в тепловую нелинейность могут давать переходы под действием излучения накачки. При работе лазера на длине волны, существенно отличающейся от эффективной длины волны люминесценции, при расчете тепловой нелинейности необходимо учитывать также разность энергий квантов люминесценции и генерации. В общем случае величина и знак тепловой нелинейности должны быть определены исходя из конкретных экспериментальных условий.

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., Zinoviev A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 716 (2001).
6. Antipov O.L., Eremykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12**, 4313 (2004).
7. Antipov O.L., Eremykin O.N., Savikin A.P., Vorob'ev V.A., Bredikhin D.V., Kuznetsov M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 910 (2003).

8. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinov'ev A.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1072 (1999).
9. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
10. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Чаусов Д.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 740 (1999).
11. Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А. *Квантовая электроника*, **21**, 1157 (1994).
12. Туморин В.В., Ильичев Н.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 938 (2005).
13. Pollnau M., Hardman P.J., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Opt. Commun.*, **147**, 203 (1998).
14. Chen Y.F., Liao C.C., Lan Y.P., Wang S.C. *Appl. Phys. B*, **70**, 487 (2000).
15. Pollnau M., Hardman P.J., Kern M.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Phys. Rev. B*, **58**, 16076 (1998).
16. Hardman P.J., Clarkson W.A., Friel G.J., Pollnau M., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 647 (1999).
17. Blows J.L., Omatsu T., Dawes J., Pask H., Tateda M. *IEEE Poton. Technol. Lett.*, **10**, 1727 (1998).
18. Fluck R., Hermann M.R., Hackel L.A. *Appl. Phys. B*, **70**, 491 (2000).
19. Comaskey B., Moran B.D., Albrecht G.F., Beach R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1261 (1995).
20. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
21. Басиев Т.Т., Дергачев А.Ю., Орловский Ю.В., Осико В.В., Прохоров А.М. *Труды ИОФРАН*, **46**, 3 (1994).
22. Guy S., Bonner C.L., Shepherd D.P., Hanna D.C., Tropper A.C., Ferrand B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 900 (1998).
23. Penzkofer A. *Prog. Quantum Electr.*, **12**, 291 (1988).
24. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Радио и связь, 1994, с. 50).
25. Guyot Y., Manaа H., Rivoire J.Y., Moncorgé R., Garnier N., Descroix E., Bon M., Laporte P. *Phys. Rev. B*, **51**, 784 (1995).
26. Hanson F., Poirier P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1311 (1995).
27. Weber M.J., Bass M., Andringa K. *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 342 (1969).
28. Weber M.J., Varitimos T.E. *J. Appl. Phys.*, **42**, 4996 (1971).
29. *Справочник по лазерам* (М.: Сов. радио, 1978, т. 2, с. 85).