

09

О механизме поглощения и восстановления пропускания излучения в канале мелкомасштабной самофокусировки короткого лазерного импульса в неодимовом стекле

© Н.Е. Быковский, Ю.В. Сенатский[¶]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия[¶] E-mail: senatskijyv@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 10 июня 2019 г.

В окончательной редакции 10 июня 2019 г.

Принята к публикации 17 июня 2019 г.

При диагностике канала мелко-масштабной самофокусировки (ММС) 0.5 ns лазерного импульса с интенсивностью $3\text{--}5\text{ GW/cm}^2$ в неодимовых стеклах помимо характерных для ММС нитевидных повреждений в образцах, уширения спектра и рассеяния лазерного излучения был зарегистрирован также скачок поглощения (с фронтом $\approx 0.5\text{ ns}$) излучения на длинах волн 1.06 и $0.66\text{ }\mu\text{m}$. Коэффициент поглощения достигал 0.15 cm^{-1} , а восстановление пропускания в среде происходило за время $15\text{--}35\text{ ns}$ для фосфатных и $5\text{--}10\text{ ns}$ для силикатных стекол. Физическая картина этого эффекта возникновения и релаксации поглощения в стеклах ранее не была представлена. Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что скачок поглощения обусловлен быстрым заселением уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стеклах при протекании в канале ММС нелинейных процессов: ВКР и уширения спектра лазерного импульса. Время релаксации населенности на уровне ${}^4I_{11/2}$ и восстановления пропускания в стеклах после окончания лазерного импульса определяются характерными размерами областей возбуждения ионов Nd^{3+} , возникающих в образцах при интерференции лазерного и рассеянного излучения, а также теплофизическими характеристиками стекол.

Ключевые слова: неодимовое стекло, мощный лазерный импульс, самофокусировка, наведенное поглощение.

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48419.515

1. Введение

Физические процессы в оптической среде твердотельных лазеров с короткими и ультракороткими импульсами, работающих в условиях высоких лучевых нагрузок и нелинейного взаимодействия излучения со средой, являются объектом исследований в течение продолжительного времени [1–10]. В работах [4–6] была проведена диагностика канала распространения в неодимовых стеклах мощного импульса (МИ) лазерного излучения (длина волны $\lambda \approx 1.06\text{ }\mu\text{m}$, длительность $\approx 0.5\text{ ns}$) с использованием $10\text{--}100\text{ ns}$ зондирующих импульсов (ЗИ) небольшой мощности от вспомогательных источников на длинах волн λ_0 и $\lambda_1 = 0.66\text{ }\mu\text{m}$. В условиях мелкомасштабной самофокусировки (ММС) основного лазерного пучка с интенсивностью $I = 3\text{--}5\text{ GW/cm}^2$ помимо характерных для ММС нитевидных повреждений в образцах, уширения спектра и рассеяния излучения с помощью ЗИ был обнаружен также скачок поглощения в стеклах на длинах волн λ_0 и λ_1 . Наведенное поглощение (НП) соответствовало переходам с уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стекле на уровни ${}^4F_{3/2}$ и ${}^2G_{7/2}$, ${}^4G_{5/2}$ (см. схему рис. 1 [6,8]) и свидетельствовало о заселении уровня ${}^4I_{11/2}$ в среде по трассе распространения МИ. Коэффициент поглощения достигал 0.15 cm^{-1} , фронт нарастания НП составлял $\approx 0.5\text{ ns}$, а релаксация НП

(восстановление пропускания среды в канале ММС) после окончания МИ происходила за времена τ_r в десятки ns [4–6]. Уровень ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} является нижним уровнем рабочего перехода ${}^4F_{3/2}\text{--}{}^4I_{11/2}$ в стеклах и отделен от штарковских компонент основного уровня ${}^4I_{9/2}$ зазором $\approx 1400\text{ cm}^{-1}$. При комнатной температуре населенность уровня ${}^4I_{11/2}$ составляет $\approx 0.01\%$ от полного числа ионов активатора, и поглощение с этого уровня практически отсутствует. При нагреве стекла населенность уровня ${}^4I_{11/2}$ возрастает, достигая $\approx 4\%$ при $\approx 500^\circ\text{C}$, и полосы поглощения на λ_0 и λ_1 легко регистрируются [6,11,12].

Процессы возникновения и релаксации населенности на уровне ${}^4I_{11/2}$, которая влияет непосредственно на эффективность работы неодимового лазера, изучались на протяжении длительного времени [6,8,13–18]. Данные о времени τ безызлучательной релаксации в стеклах с уровня ${}^4I_{11/2}$ на нижний уровень ${}^4I_{9/2}$ в публикациях 1970–80 гг. были достаточно противоречивы. В нашей работе [6] допускалось, что времена τ_r релаксации НП (восстановления пропускания) в десятки ns соответствуют τ . Значения τ для стекол, превышающие 10 ns , приводились также в [8,13]. В работах [14–16] указывались значения τ меньшие 2 или 1 ns .

Времена жизни τ ионов Nd^{3+} в стеклах и кристаллах на уровне ${}^4I_{11/2}$ были корректно измерены при

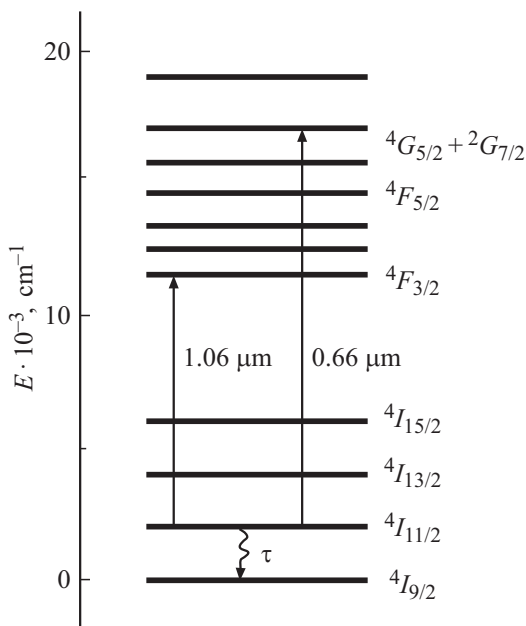


Рис. 1. Упрощенная схема энергетических уровней иона Nd^{3+} в стекле.

диагностике населенности этого уровня пикосекундными импульсами в [18]. По данным этой работы для фосфатных и силикатных неодимовых стекол время τ релаксации с уровня $4I_{11/2}$ составляет от 200 до 700 ps. В тоже время, эксперименты [4–6] свидетельствовали о возникновении под действием МИ на уровне $4I_{11/2}$ в стеклах заметной населенности, которая сохранялась в течение времени τ_r , на 1–2 порядка превышающего τ . Механизм возникновения и релаксации этой избыточной населенности и НП, которое свидетельствовало о потерях в лазере на рабочей длине волны λ_0 , установлен

не был. В настоящей работе представлено объяснение динамики возникновения и релаксации населенности на уровне $4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} и НП в неодимовых стеклах при прохождении через среду 0.5 ns лазерного импульса высокой интенсивности.

2. Диагностика канала мелкомасштабной самофокусировки лазерного импульса в неодимовом стекле

Эксперимент в работах [4–6] проводился по схеме рис. 2. В исследуемые образцы стекла (стержни длиной $l = 7–26$ см) с выхода лазерной системы на кристаллах $YAG:Nd^{3+}$ и неодимовом стекле направлялся МИ с энергией ≈ 0.5 J при диаметре пучка ≈ 7 мм. Временной профиль МИ на фоторегистраторе „Агат-СФ-3“ представлен на рис. 3, а, ширина спектра излучения на длине волны λ_0 менее 0.2 см $^{-1}$. Лазерный пучок ретранслировался коллиматором (2) в образец с уменьшением, и при диаметре пучка ≈ 2 мм плотность энергии в образце составляла $2–5$ J/cm 2 . Энергия МИ на выходе образца измерялась через ирисовую диафрагму 3 с углом регистрации от 10^{-3} до 10^{-1} rad. Канал прохождения МИ просвечивался под углом $3–5^\circ$ ЗИ с длительностями $10–100$ ns и энергией < 1 mJ на линиях $\lambda_1 \approx 0.66$, $\lambda_2 \approx 0.56$ и $\lambda_0 \approx 1.06$ μm. ЗИ сигнального S (через образец) и контрольного С каналов, выровненные по интенсивности и временной задержке, фокусировались цилиндрическими линзами перпендикулярно щели фоторегистратора, рис. 2.

НП в образцах определялось по изменениям профиля ЗИ на фоторегистраторе, рис. 4. НП на λ_1 и λ_0 было обнаружено в фосфатных (КНФС, $l = 7$ см; ЛГС-55, $l = 13$ см, ГЛС-23П, $l = 15$ см) и силикатных (ГЛС-1,

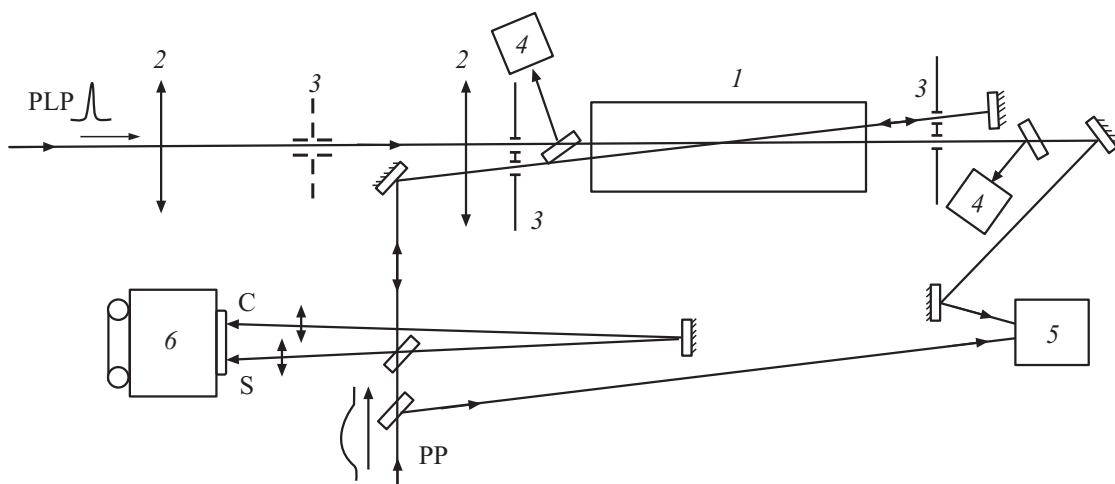


Рис. 2. Схема регистрации наведенного поглощения в образцах неодимовых стекол: 1 — образец; 2 — коллиматор; 3 — диафрагма; 4 — calorиметры; 5 — фотозлемент; 6 — фоторегистратор „Агат-СФ-3“; PLP — мощный лазерный импульс; PP — зондирующий импульс [5].

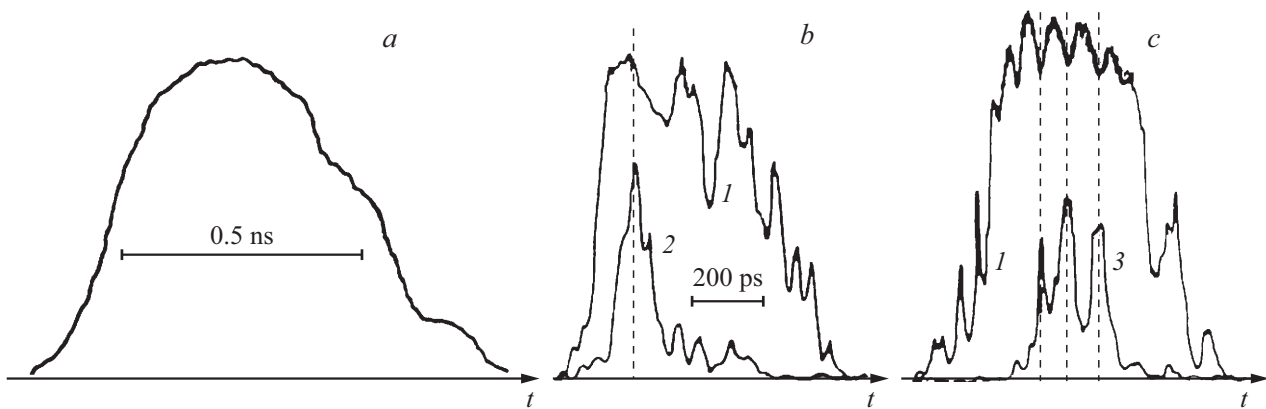


Рис. 3. Денситограммы импульса накачки на входе в образец (а), прошедших через образец импульсов (b, c, кривые 1) и импульсов рассеяния (b, c) на длине волны 1.217 (2) и 1.064 μm (3) [6,7].

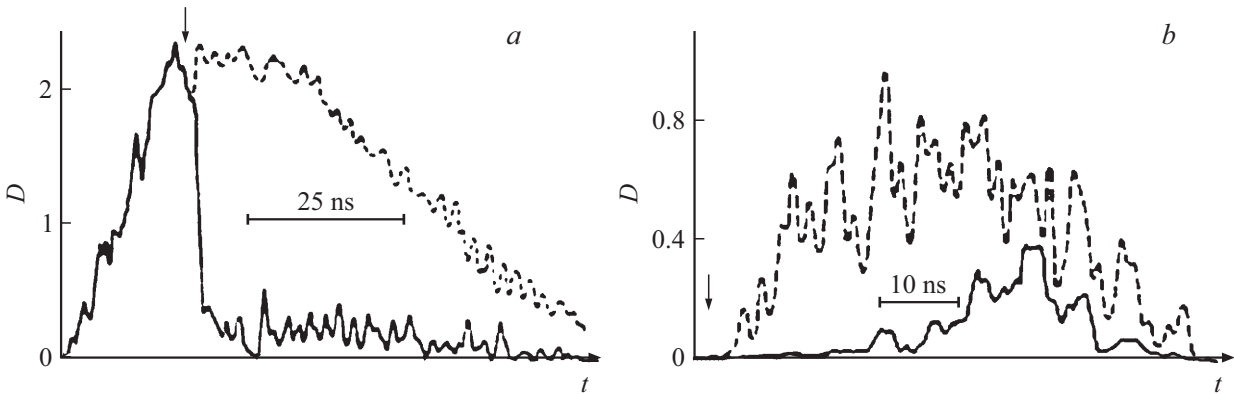


Рис. 4. Денситограммы ЗИ на $\lambda_1 = 0.66 \mu\text{m}$ контрольного (пунктир) и сигнального (сплошные линии) каналов для образцов из стекла КНФС (а) и ЛГС-55 (b). Стрелками указан момент прихода МИ в образец [6].

$l = 26 \text{ cm}$; ГЛС-4, $l = 16 \text{ cm}$) стеклах. НП носило пороговый характер, возникало при плотностях мощности МИ более 3 GW/cm^2 в фосфатных и более 5 GW/cm^2 в силикатных стеклах и всегда сопровождалось появлением нитевидных повреждений в стекле. При малых интенсивностях МИ нити появлялись у выходного торца образцов, с ростом энергии нити (10–15 штук) заполняли почти всю длину канала МИ. Потери МИ на рассеяние за пределы коллимированного лазерного пучка на углы до 0.1 rad достигали 40% падавшей на образец энергии. Скачок поглощения во всех стеклах имел передний фронт, определяемый временем (0.5–1.5 ns) прохода ЗИ через образец, рис. 4,а. Усредненное по длине образца поглощение для λ_1 достигало в фосфатных стеклах величины $\alpha_1 \approx 0.15 \text{ cm}^{-1}$, а для λ_0 $\alpha_0 \approx 0.05 \text{ cm}^{-1}$. В силикатных стеклах $\alpha_1 \leq 0.03 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_0 < 0.01 \text{ cm}^{-1}$. Меньшие значения НП для λ_0 соответствовали отношению $\approx 2:1$ сечений поглощения с уровня $^4I_{11/2}$ для λ_1 и λ_0 в стеклах [11]. Релаксация НП в фосфатных стеклах происходила за время $\tau_r = 15\text{--}35 \text{ ns}$. Для силикатных стекол наблюдались меньшие значения $\tau_r = 5\text{--}10 \text{ ns}$ [4–6,17]. НП не было зарегистрировано для ЗИ с $\lambda_2 \approx 0.56 \mu\text{m}$ (нерезонансной для уровня $^4I_{11/2}$), а

также в стеклах К-8, ГЛС-1 (без активатора) и др., что указывает на связь НП с ионами Nd^{3+} . Этот вывод подтверждается также зависимостью НП от концентрации ионов Nd^{3+} [6,17].

В работе [7] в тех же, что и в экспериментах [4–6] условиях была проведена регистрация временного профиля и спектров излучения на выходе образцов из стекла при ММС МИ. Во всех неодимовых стеклах и стеклах без активатора было зарегистрировано сверхширение (СУ) спектра прошедшего образца лазерного излучения, рис. 5. В стекле К-8 ($l = 13 \text{ cm}$) СУ достигало 2000 cm^{-1} . В Li-La-Nd-фосфатном стекле КНФС ($l = 7 \text{ cm}$, концентрация $\text{Nd}^{3+} N_0 = 8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) при $I \geq 3 \text{ GW/cm}^2$ наряду со СУ ($> 1000 \text{ cm}^{-1}$) была зарегистрирована линия ВКР с $\lambda_s = 1.217 \mu\text{m}$, рис. 5. Стоксов сдвиг линии $\approx 1180 \text{ cm}^{-1}$ соответствовал фоновому пику колебаний фосфатных тетраэдров PO_4 -группы [7,17].

Для анализа временного профиля импульсов, прошедших образец и диафрагму 3, излучение фокусировалось на щель прибора „Агат-СФ-3“. Подбором фильтров выделялось излучение только на длине волны λ_0 , только линия ВКР или одновременно импульсы накачки и рассеяния. На профиле прошедшего образец лазерного

импульса видны провалы интенсивности из-за выброса части излучения на большие углы, рис. 3, *b, c*. Глубина модуляции профиля достигала 30–80% и приводила к разбиению импульса на субимпульсы длительностью 100–150 ps. Временное расположение провалов на профиле МИ скоррелировано с выбросами рассеянного излучения на длине волны λ_0 , рис. 3, *c*. Наблюдалось несколько импульсов ВКР длительностью 80–120 ps, рис. 3, *b*. Эти импульсы были скоррелированы с максимумами на профиле накачки, после которых интенсивность накачки спадала за счет перекачки энергии в ВКР, рис. 3, *b*.

3. Механизм возникновения и релаксации наведенного поглощения в канале мелко-масштабной самофокусировки лазерного импульса в неодимовом стекле

Селективные свойства НП и его отсутствие в стеклах без неодима свидетельствуют о возбуждении в канале ММС лазерного импульса в силикатных и фосфатных неодимовых стеклах уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} [4–6]. Возбуждение ионов происходило за счет энергии МИ, переданной среде. В работе [6] приведены оценки населенности, возникавшей на уровне ${}^4I_{11/2}$ во время прохождения МИ, и энергии, затраченной на возбуждение ионов Nd^{3+} в стекле КНФС ($l = 7 \text{ cm}$, $N_0 = 8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Если считать, что НП ($\lambda_0 = 0.05 \text{ cm}^{-1}$) в КНФС относится ко всему объему V канала МИ с $\text{Ø} 2.2 \text{ mm}$, а сечение перехода ${}^4I_{11/2} - {}^4F_{3/2}$ $\sigma = 3.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, то для усредненной неравновесной плотности населенности $N_{11/2}$ на уровне ${}^4I_{11/2}$ в канале получаем $N_{11/2} = \alpha_0 / \sigma = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Учитывая, что для перехода ${}^4I_{9/2} - {}^4I_{11/2}$ $h\nu \approx 4 \cdot 10^{-20} \text{ J}$, для энергии ε , затраченной на возбуждение ионов Nd^{3+} в канале,

$$\varepsilon = h\nu \cdot \alpha_0 V / \sigma \quad (1)$$

получаем оценку $\varepsilon \approx 12 \text{ mJ}$.

Поскольку НП наблюдалось в условиях ММС, то можно было предполагать локализацию НП в участках среды с повышенной интенсивностью вдоль траекторий „бегущего фокуса“. В работе [19], например, при самофокусировке ps импульсов при интенсивностях, близких к нашим экспериментам [4–7], СУ спектра лазерного излучения в стеклах (до 4000 cm^{-1} в стоксовой области) наблюдалось в филаментах $\text{Ø} 20\text{--}50 \mu\text{m}$. Оценки, однако, показывают, что объяснить наблюдавшийся в наших работах эффект НП поглощением только в структуре из 10–15 филаментов $\text{Ø} 20\text{--}50 \mu\text{m}$ вдоль траекторий „бегущего фокуса“, объем которых на 2–3 порядка меньше объема V канала распространения МИ, не представляется возможным.

Ниже приводится феноменологическое описание процессов в канале ММС МИ, которое позволяет объяснить возникновение и релаксацию НП в неодимовых стеклах при распространении мощного лазерного импульса. Из данных эксперимента [4–6] следует, что НП возникало в образцах за время действия ($\approx 0.5 \text{ ns}$) МИ, а релаксация НП происходила после окончания МИ. Рассмотрим вначале процессы, приводящие к заселению уровня ${}^4I_{11/2}$. Выделение энергии, необходимой для заселения этого уровня, происходило в канале ММС МИ вследствие нелинейных процессов с трансформацией спектра лазерного излучения (накачки). Такими процессами в соответствии с данными эксперимента (рис. 5) могли быть сверхуширение спектра и комбинационное рассеяние накачки. Вклад СУ в НП мог происходить по следующей схеме. При СУ свыше 3000 cm^{-1} излучение в стоксовой части спектра в области $1.6 \mu\text{m}$ могло поглощаться ионами Nd^{3+} в результате переходов с основного уровня ${}^4I_{9/2}$ на уровень ${}^4I_{15/2}$ с последующим быстрым (за сотни ps [18]) переходом ионов на уровень ${}^4I_{11/2}$. Экспериментального подтверждения такого процесса заселения уровня ${}^4I_{11/2}$, однако, не было получено, поскольку диапазон регистрации СУ в стоксовой части спектра в работах [4–6] ограничивался (до $\approx 1.3 \mu\text{m}$) чувствительностью фотоплёнки.

Комбинационное рассеяние лазерного излучения на колебаниях PO_4 и SiO_4 -групп в неодимовых стеклах было определено Ю.П. Рудницким с соавторами в качестве причины возникновения избыточной населенности на уровне ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} при распространении в этих стеклах 40 ns импульсов с плотностью энергии до 10 J/cm^2 в экспериментах [14]. Комбинационное рассеяние излучения накачки могло обеспечить выделение энергии в матрице стекла в канале распространения МИ с последующей передачей возбуждения на ионы Nd^{3+} и в наших экспериментах [4–6]. В условиях ММС в образцах стекла могло возбуждаться ВКР накачки. При многофотонном поглощении излучения накачки вдоль треков ММС возникали ионизованные атомы, и в среде, окружавшей образовавшиеся ионы и электроны, за счет резкого изменения внутрикристаллических полей происходило ударное возбуждение широкого спектра колебаний окружающих атомов, вплоть до оптических частот. Можно предположить, что эти колебания служили затравкой для развития на них ВКР накачки в широкой области спектра с выделением в матрице стекла энергии и последующим возбуждением ионов Nd^{3+} . В пользу этого механизма возбуждения говорит наблюдение линии комбинационного рассеяния на длине волны λ_s и направленность рассеяния на выходе образцов, рис. 5. Отметим, что ионизация возбуждает высокоэнергетичные фононы сразу с большой амплитудой, что могло позволить развиваться ВКР даже при малом коэффициенте усиления. То, что НП было связано с ионизацией среды, подтверждается характером зависимости порога НП от интенсивности для разных стекол: для силикатных стекол, где ширина запрещенной зоны (до 6 eV) больше, чем у фосфатных стекол [8], выше оказался и порог наблюдения НП.

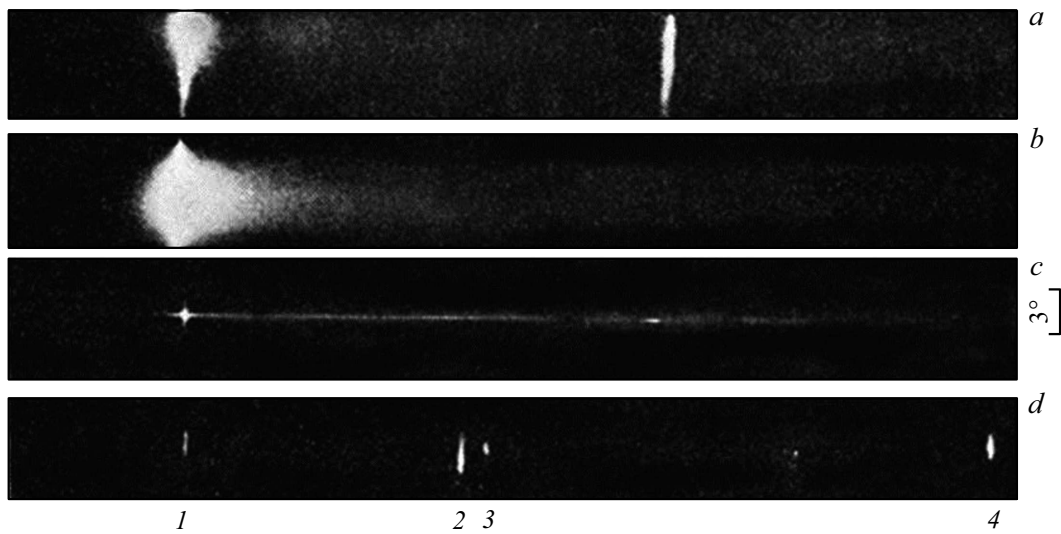


Рис. 5. Спектры излучения, прошедшего через образцы (за 1 вспышку): (а, с) Li-La-Nd-фосфатное стекло без фокусировки (а) и при фокусировке (с) на щель; (b) стекло ЛГС-55; (d) калибровочные линии YAG : Nd³⁺ лазера 1.064 μm (1) и 1.318 μm (4) и He–Ne-лазера 1.152 μm (2) и 1.160 μm (3) [7].

Рассеяние от цепочки первичных очагов возбуждения вдоль нитей, распространяясь под углами синхронизма и интерферируя с накачкой, формировало в среде пространственную структуру из большого числа максимумов и минимумов интенсивности. В максимумах возникали вторичные очаги колебаний решетки, рассеяние на которых волны накачки с трансформацией спектра приводило к дополнительному выделению энергии в среде и возбуждению новых ионов Nd³⁺. Ионы Nd³⁺ могли возбуждаться не только на уровень ⁴I_{11/2}, но и на вышележащие уровни мультиплета ⁴I (рис. 1), откуда происходила их релаксация на ⁴I_{11/2}. Таким образом, вследствие интерференции накачки с рассеянным и сдвинутым по спектру излучением центрами возбуждения заполнялся практически весь объем канала. Возникавшая за ≈ 0.5 ns населенность на уровне ⁴I_{11/2} в образцах стекол диагностировалась с помощью ЗИ как скачок поглощения на длинах волн λ₀ и λ₁.

Времена жизни самых высокочастотных колебаний решетки составляют пикосекунды, но за счет их раскачки излучением накачки и развития новых очагов возбуждения высокочастотные колебания наряду с фоновыми меньшей энергии генерировались в канале МИ на протяжении всего импульса накачки, поддерживая ВКР. Хотя в работах [4–7,17] детальные исследования спектрально-угловых характеристик рассеяния произведены не были, можно предположить, что наблюдавшееся под углами до 5° рассеяние содержало компоненту ВКР, которая составляла заметную долю в энергии рассеянного излучения. ВКР вносило, по-видимому, вклад и в формирование широкополосных спектров прошедшего образцы излучения, рис. 5. Отметим, что развитие ВКР ns импульсов в кристалле Yb : YAG и иттербиевом стекле описано в [20,21].

После окончания МИ населенность на уровне ⁴I_{11/2} уменьшалась за время τ_r ≫ τ вследствие тепловой ре-

лаксации нагретых областей, что диагностировалось как спад НП. Принимая значения τ_r за время релаксации областей выделения тепла в стекле и используя известное соотношение, связывающее τ_r с размером области r и коэффициентом температуропроводности среды κ [22],

$$\tau_r = r^2 / \kappa, \quad (2)$$

можно, зная κ и значения τ_r для фосфатных и силикатных стекол из эксперимента [4–6], оценить характерные размеры областей выделения тепла. Из сопоставления данных публикаций по коэффициентам κ для фосфатных и силикатных стекол [8,23–26] следует общий вывод, что для силикатных стекол значения κ в 2–3 раза выше, чем для фосфатных. Так для силикатного стекла БК-7 κ ≈ 0.55 mm²/s [25,26], для ГЛС-1 κ ≈ 0.53 mm²/s [8,23], а для плавленого кварца κ достигает ≈ 0.9 mm²/s [25]. Для фосфатных лазерных стекол отечественных и зарубежных марок ЛГС-55, ГЛС-22, Q-98, LG-750 значения κ составляют 0.2–0.3 mm²/s [8,23,24]. Различия в значениях κ объясняют наблюдавшиеся в [4–6] различия в скорости релаксации НП в силикатных и фосфатных стеклах.

Подставляя в формулу (2) данные по κ и значения τ_r для силикатных и фосфатных стекол, мы получаем для характерного размера области тепловыделения и в фосфатных, и в силикатных стеклах оценку r ≤ 100 nm. Такие малые участки тепловыделения соответствуют представленной выше картине интерференции излучения накачки с рассеянным излучением в канале распространения МИ и действительно могли сформироваться в максимумах интерференции. Структура центров тепловыделения должна была, по существу, отражать пространственную картину биений несущей волны (накачки) с наиболее интенсивными стоксовыми компонентами рассеяния с различными направлениями распространения и длинами волн. Хотя шаг такой структуры связан с

длиной волны накачки ($\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m}$), картина распределения центров тепловыделения по сечению и длине канала была, скорее всего, нерегулярной. Очаги тепловыделения были окружены более холодными участками среды, в результате теплообмена с которыми и происходило их охлаждение. Динамика нагрева и охлаждения пространственной структуры из мелких очагов тепловыделения в канале прохождения МИ и определяла, по-видимому, наблюдавшуюся в экспериментах [4–6] динамику НП. Для оценки параметров этой структуры, сориентированной вдоль пучка накачки, можно предположить, что канал МИ был заполнен вдоль этого направления центрами тепловыделения с характерными размерами $r \approx 100 \text{ nm}$ с коэффициентом заполнения 0.2 (по 2 „горячих“ центра на период волны накачки $\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m}$). В этом случае, считая в (1) энергию возбуждения ε фиксированной, для плотности населенности в центрах возбуждения в стекле КНФС получаем значение $N_{11/2} = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $\alpha_0 = 0.25 \text{ cm}^{-1}$.

4. Заключение

Скачок поглощения излучения в неодимовых стеклах при распространении мощного короткого лазерного импульса был обнаружен в 1980-х годах [4–6]. Однако, физическая картина этого явления не была представлена. Проведенный анализ данных работ [4–7] показал, что наблюдавшийся скачок поглощения в стеклах на длинах волн $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ и $\lambda_1 = 0.66 \mu\text{m}$ обусловлен быстрым ($\approx 0.5 \text{ ns}$) заселением уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} при нелинейных процессах (ВКР и уширении спектра лазерного излучения) в канале мелкомасштабной самофокусировки лазерного импульса в среде. Скорость релаксации населенности на уровне ${}^4I_{11/2}$ и время восстановления пропускания в стеклах (5–35 ns) определяются характерными размерами областей возбуждения ионов Nd^{3+} , возникающих в образцах при интерференции лазерного и рассеянного излучения, и теплофизическими характеристикам фосфатных и силикатных стекол. Таким образом, данные по времени релаксации наведенного поглощения в неодимовых стеклах, приводившиеся в [4–6], дают информацию не о времени жизни ионов Nd^{3+} на уровне ${}^4I_{11/2}$ (как считалось в [4–6]), а о времени тепловой релаксации областей возбуждения ионов Nd^{3+} в среде. Рассмотренная модель возникновения и релаксации наведенного поглощения в неодимовых стеклах при самофокусировке короткого светового импульса дополняет картину физических процессов, которые могут протекать в активной среде мощного неодимового лазера. Проявление подобного эффекта возможно и в других твердотельных лазерных средах, например в стеклах и кристаллах, активированных иттербием.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00285.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.Е. Быковский, Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, Ю.В. Сенатский. Квантовая электрон. **1**, 2435 (1974).
- [2] J.A. Fleck, Jr., J.R. Morris, E.S. Bliss. IEEE J. Quantum Electron. **QE-14**, 353 (1978).
- [3] N.B. Baranova, N.E. Bykovsky, S.V. Tchekalin, Yu.V. Senatsky. J. Soviet Laser Res. **1**, 53 (1980).
- [4] V.V. Ivanov, Yu.V. Senatsky, G.V. Sklizkov. Phys. Lett. A **124**, 381 (1987).
- [5] В.В. Иванов, Ю.В. Сенатский, Г.В. Склизков. Письма в ЖЭТФ **45**, 410 (1987).
- [6] Н.Е. Быковский, В.В. Иванов, Ю.В. Сенатский, Г.В. Склизков. Квантовая электрон. **15**, 1240 (1988).
- [7] В.В. Иванов, Ю.В. Сенатский, Г.В. Склизков. Письма в ЖЭТФ **47**, 80 (1988).
- [8] А.А. Мак, Л.Н. Сомс, В.А. Фромзель, В.Е. Яшин. Лазеры на неодимовом стекле. Наука, М. (1990). 288 с.
- [9] S.G. Lukishova, Yu.V. Senatsky, N.E. Bykovsky, A.S. Scheulin. Beam Shaping and Suppression of Self-Focusing in High-Peak-Power Nd: Glass Laser Systems / „Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects“ Springer Series: Topics in Applied Physics **114**, (2009). P. 191.
- [10] С.В. Чекалин, В.П. Кандидов. УФН **183**, 133 (2013).
- [11] R.A. Fisher, L.T. James Opt. Commun. **13**, 402 (1975).
- [12] Л.Е. Агеева, Н.Б. Брачковская, С.Г. Лунтер, А.К. Пржевуцкий, М.Н. Толстой. Квантовая электрон. **4**, 2414 (1977).
- [13] А.А. Мак, Д.С. Прилежаев, В.А. Серебряков, А.Д. Стариков. Оптика и спектроскопия **33**, 689 (1972).
- [14] Ю.П. Рудницкий, Р.В. Смирнов, В.М. Черняк. Квантовая электрон. **3**, 2035 (1976).
- [15] W.E. Martin, D. Milam. IEEE J. Quantum Electronics **QE-18**, 1155 (1982).
- [16] В.Н. Алексеев, Д.И. Дмитриев, А.Н. Жилин, В.Н. Чернов. Квантовая электрон. **12**, 159 (1985).
- [17] В.В. Иванов. Дисс. канд.наук ФИАН, М. (1988).
- [18] C. Bibeau, S. Payne, H. Powell. J. Opt. Soc. Am. B, **12**, 1981 (1995).
- [19] R.R. Alfano, S.L. Shapiro. Phys. Rev. Lett. **24**, 592 (1970).
- [20] N.E. Bykovsky, E.V. Zavedeev, V.G. Ralchenko, Yu.V. Senatsky. Laser Phys. Lett. **12**, 056102 (2015).
- [21] N.E. Bykovskii, E.V. Zavedeev, Yu.V. Senatskii. Phys. Solid State **57**, 798 (2015).
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика, Наука, Физматлит М: (1988). 736 с.
- [23] Л.И. Авакянц, И.М. Бужинский, Е.И. Корягина, В.Ф. Суркова. Квантовая электрон. **5**, 725 (1978).
- [24] D. Messias, C. Jacinto, M. Bell, T. Catunda. IEEE J. Quantum Electron. **QE-43**, 751 (2007).
- [25] S. Balachandar, N.C. Shivaprakash, L. Kameswara Rao. Pragma. J. Phys. **88**, 41 (2017).
- [26] L. Kubicar, V. Vretenar, U. Hammerschmidt. Int. J. Thermophysics **26**, 507 (2005).

Редактор К.В. Емцев