

Нестационарное поглощение света в стекле, вызванное фемтосекундными лазерными импульсами

И.В.Блонский, В.Н.Кадан, О.И.Шпотюк, И.А.Павлов, Н.Н.Крючков

С использованием времяразрешающей микроскопии проходящего света в диапазоне длин волн 450–700 нм исследована пространственно-временная динамика нестационарного поглощения, вызванного прохождением филаментированных фемтосекундных лазерных импульсов в образцах из оптического стекла К8. Измеренная зависимость нестационарного поглощения от длины волны зондирующего света сравнивалась с предсказываемой плазменной моделью Друде. Сделан вывод, что уже через ~ 450 фс после возбуждающего импульса нестационарное поглощение определяется возбуждением нестационарных электронных состояний, предположительно автолокализованных экситонов, с энергией возбуждения 2.6–2.7 эВ. Нестационарные электронные состояния заполняются свободными носителями долгоживущей плазмы, выполняющей роль «резервуара». Релаксация нестационарного поглощения имеет двухстадийный характер. Первая стадия релаксации с $\tau_1 \sim 17 - 17.5$ пс определяется временем термализации плазмы, тогда как вторая, с $\tau_2 \gg 300$ пс, – временем ее жизни.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, плазма, индуцированное поглощение, оптическое стекло, филамент.

1. Введение

Изучение закономерностей распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных средах является одним из центральных вопросов нового перспективного направления – фемтооптики материалов. Известно [1, 2], что практически во всех прозрачных средах, от газов до твердых тел, наблюдается явление филаментации, т.е. разбиение сплошного фемтосекундного пучка на отдельные треки, диаметр которых (несколько микрон) сохраняется на расстояниях многих рэлеевских длин. К настоящему времени предложено несколько моделей филаментации – движущиеся фокусы [3], самоканалирование [4], динамическая [5, 6], X-волны [7] (см. [2]). Динамика филамента в различных средах исследовалась, в частности, методами фемтосекундной времяразрешающей оптической поляриграфии (ФВОП) ([8–14]) и времяразрешающей микроскопии проходящего света (ВМПС) [15–18]. В работах [16–18] исследовалась кинетика наведенного филаментами нестационарного поглощения (НП) света в стеклянных мишенях. Выводы же о механизмах НП, к которым пришли разные авторы, существенно различались. Обобщенно эти механизмы можно разделить на две группы: поглощение зондирующего излучения неравновесной плазмой, образующейся в ядре филамента, по модели Друде [18] и поглощение света при переходах из основного состояния на возбужденный уровень нестационарных электронных состояний (НЭС) [16, 17], которые формируются в процессе релак-

сации плазмы. Причем под НЭС следует понимать образование и релаксацию автолокализованных экситонов (АЭ), короткоживущие электронные возбуждения, локализованные ловушечными состояниями, фотоиндуцированные короткоживущие структурные дефекты и т.д. Анализ имеющихся немногочисленных исследований кинетики НП света в отдельном филаменте свидетельствует о необходимости выделить отмеченные выше два варианта интерпретации НП света.

С учетом сказанного целью настоящей работы являлось установление механизмов НП света в ядре филамента в оптическом стекле К8 путем изучения его спектральной зависимости.

В эксперименте использовалась методика ВМПС, которая позволяет изучать динамику НП в диапазоне временных задержек от нуля до 300 пс с временным разрешением 0.45 пс и пространственным разрешением до 2 мкм на трех длинах волн зондирующего излучения. Это позволило дискриминировать плазменный и НЭС-механизмы поглощения света и устанавливать возможную взаимосвязь между ними.

2. Эксперимент

Схему разработанной нами методики иллюстрирует рис.1. В качестве источника возбуждения использовался фемтосекундный комплекс с регенеративным усилителем I , который обеспечивал генерацию импульсов с энергией $W = 2.5$ мДж, длительностью $\tau_p = 150$ фс, длиной волны в максимуме $\lambda_{max} = 780$ нм и частотой следования 1 кГц. Для изменения временного интервала τ_{del} между возбуждающими и зондирующими импульсами в диапазоне 0–300 пс часть излучения, отраженная полупрозрачным зеркалом 2, поступала на линию задержки (ЛЗ) 3. Далее пучок с помощью линзы 4 ($f = 15$ см) фокусировался на вращающийся сапфировый диск 5 для генерации белого континуума [9] в спектральном диапазоне 400–

И.В.Блонский, В.Н.Кадан, И.А.Павлов, Н.Н.Крючков. Институт физики НАНУ, Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: vikkadan@yahoo.com

О.И.Шпотюк. Научно-производственное предприятие «Карат», Украина, 79031 Львов, ул. Стрыйская, 202

Поступила в редакцию 20 января 2009 г., после доработки – 30 июня 2009 г.

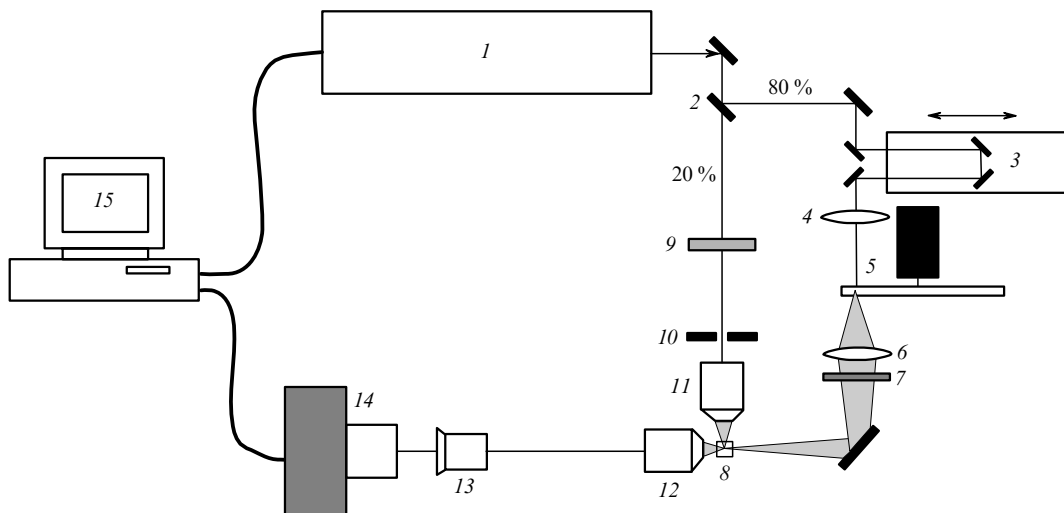


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
 1 – фемтосекундный регенеративный усилитель Legend F-1K-HE; 2 – полупрозрачное зеркало; 3 – линия задержки; 4, 6 – линзы; 5 – среда для генерации белого континуума; 7 – оптический фильтр; 8 – исследуемый образец; 9 – нейтральный фильтр; 10 – диафрагма; 11, 12 – объективы микроскопа (10^{\times} , числовая апертура 0.25); 13 – окуляр (15^{\times}); 14 – ПЗС-камера; 15 – система управления измерениями с помощью ПК.

700 нм. Первоначальная длительность импульса континуума практически совпадала с длительностью генерирующего импульса. Однако с течением времени дисперсия показателей преломления проходных оптических элементов приводила к расплыванию импульса.

Для оценки длительности зондирующего импульса нами выполнены отдельные измерения по методу ФВОП [9], который позволяет регистрировать в скрещенных поляризаторах изображение распространяющегося в образце импульса света за счет индуцированной им мгновенной керровской анизотропии показателя преломления. Протяженность полученного изображения по оси распространения определяется функцией кросс-корреляции визуализируемого возбуждающего (150 фс) и зондирующего импульсов и поэтому является основой для оценки длительности зондирующего импульса (~300 фс) и разрешения установки в целом (~450 фс) с учетом длительности возбуждающего импульса. Помимо этого из-за дисперсии показателя преломления используемых оптических элементов длинноволновые компоненты зондирующего импульса приходят в регистрируемую область раньше коротковолновых, вследствие чего цветное изображение, полученное методом ФВОП, продольно разделяется на красную (R), зеленую (G) и синюю (B) части, расстояние между которыми также позволяет оценить временной интервал между цветовыми компонентами в 300 фс.

Зондирующее белое излучение собирается линзой 6 ($f = 15$ см) и фокусируется в исследуемом образце 8 с размерами $3 \times 3 \times 20$ мм, изготовленном из борно-силикатного оптического стекла К8 (ширина запрещенной зоны 4 эВ [16]). Возбуждающее излучение, прошедшее через зеркало 2, ослабляется светофильтром 9 и, пройдя через круглую диафрагму 10, с помощью объектива 11 фокусируется в образце 8 на глубине ~2.0 мм от поверхности и на расстоянии 0.5 мм от той грани образца, через которую осуществляется регистрация. Регистрирующая оптическая система состоит из объектива 12, окуляра 13 и цветной ПЗС-камеры 14. Управление регенеративным усилителем, ЛЗ и ПЗС-камерой осуществляется компьютером 15.

При использованной нами энергии возбуждающих импульсов 7.5 мкДж в течение 5 – 10 мин не наблюдалось необратимых разрушений образца, поэтому во время измерений постоянное поступательное смещение образца не производилось. Это позволило существенно снизить шумовую составляющую снимков путем их нормировки (деление на контрольное изображение и умножение на среднюю интенсивность контрольного изображения), а также повысить точность измерений НП по сравнению с одноимпульсным режимом.

3. Результаты и их обсуждение

Обратимся к полученным экспериментальным результатам. На рис.2 представлены микрофотографии НП в стекле К8 для $0 \leq \tau_{del} \leq 1.2$ пс в G-диапазоне спектра. Аналогичные фотографии получены и для R- и B-диапазонов. Возбуждающее излучение распространяется слева направо. За нулевое нами было принято такое положение ЛЗ, которое соответствует появлению НП в поле зрения камеры, но предшествует формированию единого филамента. Отметим, что «нуль» здесь является ус-

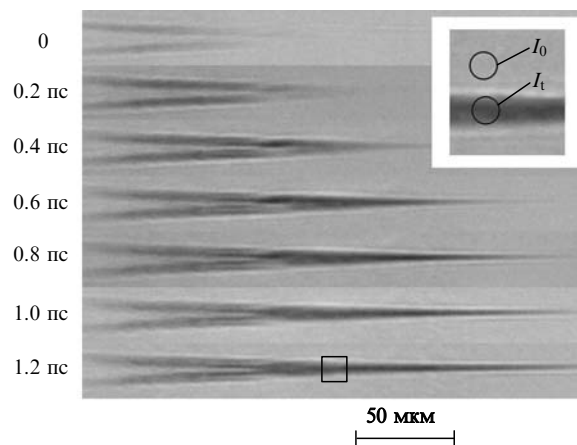


Рис.2. Микрофотографии НП в стекле К8 при различных временных задержках, полученные в зеленой спектральной области. Излучение накачки распространяется слева направо.

ловной величиной, определенной с точностью до временного разрешения установки. Однако, как нами было показано ранее, задержка формирования максимального НП в ядре филамента относительно момента прохождения максимума возбуждающего импульса невелика и составляет ~ 200 фс для стекла К8 [9] и ~ 50 фс для плавленного кварца [14]. Для дальнейших выводов данной работы имеют значение намного большие интервалы τ_{del} , значительно превышающие неопределенность нуля задержки.

При диаметре диафрагмы 2 мм, энергии диафрагмированного импульса 7.5 мкДж и $\tau_{del} = 0$ пс зарегистрировано начало НП (см. рис. 2), имеющее вид двух треков диаметром 3 мкм, которые, сходясь в фокусе по мере увеличения τ_{del} , сливаются и формируют единый филамент. В целом же НП изучалось в широком интервале изменения τ_{del} (0–300 пс) с минимальным шагом $\Delta\tau_{del} = 0.2$ пс. Такие микрофотографии, полученные в трех спектральных диапазонах, и послужили основой для нахождения численных значений зависимости НП от τ_{del} .

Отметим, что интерпретация механизма образования сходящихся треков НП до точки возникновения единого филамента неоднозначна. Треки могут быть следствием дифракции возбуждающего излучения на диафрагме l_0 , формирующей распределение интенсивности с осевым минимумом. Такое распределение может сформировать конический осесимметричный полый плазменный канал, порождающий наблюдаемую картину НП [19]. С другой стороны, показано (см., напр., [9]), что при значительном превышении мощности излучения над критической расщепление пучка возбуждения на множественные филаменты происходит еще до точки фокуса. В таком случае наблюдаемая картина НП может объясняться первоначальным образованием двух отдельных филаментов, которые затем формируют единый филамент. Однако в настоящей работе основное внимание будет уделено механизмам релаксации неравновесной плазмы в ядре уже сформированного филамента, и поэтому мы не останавливаемся детально на вышеуказанном вопросе.

Кратко поясним методику измерения величины НП

αd (произведение коэффициента поглощения на длину поглощающего участка) по микрофотографиям (см. вставку на рис.2). В обозначенной кружком области филамента измерялся уровень серого, соответствующий интенсивности I_t прошедшего зондирующего света, ослабленного НП. В непосредственной близости от филамента (также показано кружком) аналогичным образом измерялся уровень серого, отвечающий начальной интенсивности зондирующего света I_0 . Тогда $\ln(I_0/I_t)$ соответствует αd – безразмерной величине НП. Точка измерений (см. фрагмент рис.2 с $\tau_{del} = 1.2$ пс) неизменна при всех τ_{del} . Выбор указанной точки обусловлен тем, что поперечный размер филамента в ней значительно превышает длину волны зондирующего излучения, а следовательно, уменьшается искажение результатов измерений за счет дифракции зондирующего излучения на неоднородности.

Полученные описанным методом зависимости $\alpha d(\tau_{del})$ для кратковременного (0–2 пс) и долговременного (0–300 пс) временных диапазонов в R-, G- и B-участках спектра приведены на рис.3. Рассмотрим вначале рис.3,а. Здесь значение αd возрастает от нуля до некоторой почти постоянной величины, разной для использованных диапазонов спектра (~ 1.5 для B и ~ 0.15 для R). Время нарастания НП совпадает с временным разрешением установки. Аппаратурное происхождение имеет и различие в моментах начала нарастания НП для R-, G- и B-диапазонов. Как указано выше, R-компонента зондирующего импульса приходит в область формирования филамента раньше B-компоненты и, следовательно, фиксирует более ранние стадии его развития. Из рис 3,а также следует, что НП не может быть связано с образованием долгоживущих поглощающих центров, т.к. постоянная составляющая поглощения отсутствует.

Анализ результатов по долговременной кинетике релаксации НП (рис.3,б) показывает, что затухание НП имеет двухстадийный характер. В пределах τ_{del} до ~ 100 пс наблюдается экспоненциальный спад зависимости αd от τ_{del} , характеризуемый следующими константами затухания τ_1 : 15.2 ± 2.3 пс (R), 20.0 ± 3.0 пс (G) и 24.2 ± 7.5 пс (B). Наложение трех указанных интервалов происходит в

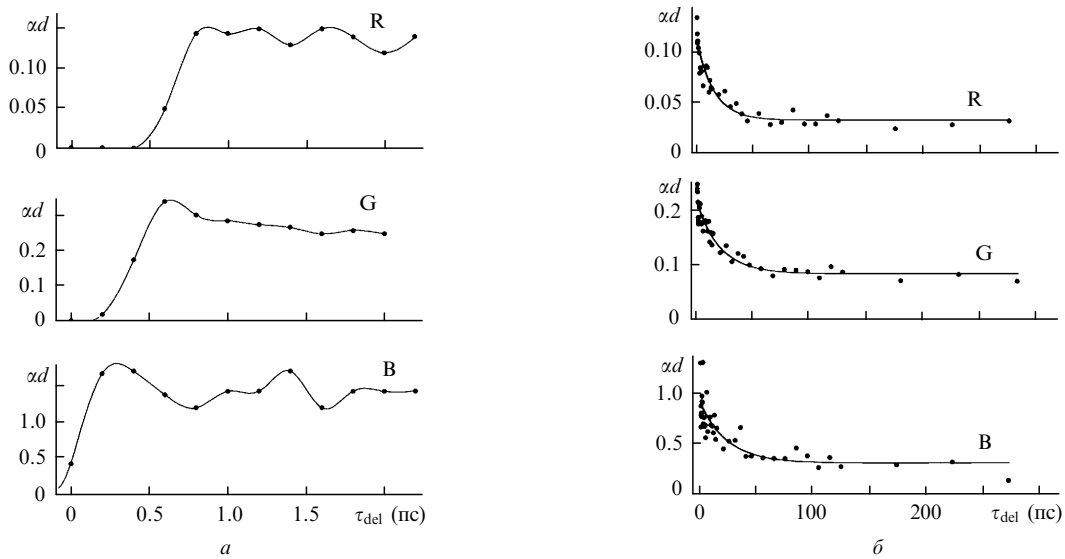


Рис.3. Динамика НП для различных спектральных областей. Буквами R, G и B обозначены спектральные области зондирующего света, соответствующие полосам пропускания красных, зеленых и синих светофильтров матрицы ПЗС с максимумом при 640 нм (R), 570 нм (G) и 480 нм (B). Диапазоны изменения τ_{del} : 0–2.2 пс (a) и 0–300 пс (б). Зависимости αd от τ_{del} аппроксимированы экспонентами (R – $\tau_1 = 15.2 \pm 2.3$ пс, G – $\tau_1 = 20.0 \pm 3.0$ пс; B – $\tau_1 = 24.2 \pm 7.5$ пс).

области $\tau_1 = 17 - 17.5$ пс. По окончании спада αd релаксирует к некоему постоянному значению, сохраняющемуся в течение $\tau_{\text{del}} \leq 300$ пс, и становится равным нулю за 1 мс между импульсами лазера. На основании измерений НП в стекле К8 в режиме одиночных импульсов, проведенных нами ранее в более широком интервале τ_{del} , можно качественно оценить вторую постоянную времени τ_2 в несколько наносекунд [9]. Следует отметить, что соотношения между величинами αd для R-, G- и В-областей спектра, измеренными при малых (~ 0.5 пс) τ_{del} (0.15 : 0.3 : 1.5 = 1 : 2 : 10) и больших (~ 200 пс) τ_{del} (0.035 : 0.09 : 0.35 = 1 : 2.5 : 10), близки, что указывает на неизменность физического механизма НП в измеренном диапазоне τ_{del} .

Проанализируем вначале полученные результаты с позиций конкретизации механизмов НП образовавшимся филаментом. Исходя из такого широко известного факта, как возникновение двухкомпонентной плазмы на оси филамента вследствие многофотонных и/или туннельных механизмов ионизации, мы ожидали, что доминирующим механизмом будет поглощение света плазмой согласно известной модели Друде [20]. В соответствии с этой моделью сечение поглощения σ_{pl} ($\sigma = \alpha/N$, где N – концентрация поглощающих центров) определяется частотой зондирующего излучения ω и временем столкновений носителей в плазме τ_c :

$$\sigma_{\text{pl}} = \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e^* c n_0} \frac{\tau_c}{(1 + \omega^2 \tau_c^2)}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; m_e^* – приведенная масса электрона; c – скорость света в вакууме; n_0 – показатель преломления невозмущенной среды. При этом предполагается, что частота зондирующего света превышает плазменную частоту. Отметим, что оценки, основанные на реально достижимой в фемтосекундных филаментах концентрации плазмы N ($5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [21] и 10^{20} см^{-3} [22]), показывают, что плазменная частота $\omega_{\text{pl}} = (Ne^2/\epsilon_0 m_e^*)^{1/2}$ составляет 0.7×10^{15} и $0.5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ соответственно, т. е. она значительно меньше частоты зондирующего света $\omega_{\text{R}} = 2.9 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda_{\text{R}} = 640$ нм). Из (1) следует, что поглощение уменьшается с ростом ω , тогда как в эксперименте наблюдается обратная зависимость, причем не только для установившихся значений αd в области $100 \text{ пс} < \tau_{\text{del}} < 300$ пс, но и для $\tau_{\text{del}} \sim 2$ пс. Из этого следует, что по крайней мере через 0.45 пс после действия импульса возбуждения (временное разрешение установки) основной вклад в НП света определяется не образовавшейся плазмой. Следовательно, необходимо проанализировать вклад в поглощение со стороны НЭС.

Не конкретизируя из-за отсутствия данных природу НЭС (АЭ, вклад ловушечных состояний, индуцированные дефекты), оценим эффективность проявления такого механизма поглощения, его временные диапазоны, а также возможную взаимосвязь с существующей в филаменте плазмой. Для этого воспользуемся подходом, развитым для широкощелевых диэлектриков в работе [23], где образующиеся НЭС представлены ансамблем классических линейных осцилляторов и характеризуются основным (0) и возбужденным (1) состояниями в области запрещенных энергий для диэлектрика. Переход между состояниями 0 и 1 описывается энергией резонансного перехода $\hbar\omega_{0-1}$, силой осциллятора f_{0-1} и декрементом затухания γ_{0-1} . Вкладом других состояний мы пренебрегаем, а также считаем, что масса дырки значительно

превышает массу электрона. В этом случае для сечения поглощения σ_{0-1} справедливо следующее выражение:

$$\sigma_{0-1} = \frac{e^2 f_{0-1} \omega^2 \gamma_{0-1}}{n_0 c \epsilon_0 m_e [(\omega_{0-1}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_{0-1}^2]}, \quad (2)$$

где m_e – масса электрона. Судя по данным рис.3, наблюдаемое возрастание αd с увеличением ω свидетельствует прежде всего о приемлемости модели НЭС для объяснения полученных результатов. Эти данные также указывают на то, что частота соответствующего резонансного перехода ω_{0-1} больше частоты зондирующего излучения, по крайней мере для R- и G-диапазонов.

Полученные экспериментальные данные позволяют вычислить энергию возбуждения $\hbar\omega_{0-1}$ для НЭС и энергетическую ширину соответствующего перехода $\hbar\gamma_{0-1}$. Для этого подставим в выражение (2) частоты зондирующего излучения в максимумах пропускания R-, G- и В-светофильтров ПЗС-камеры. Обозначив соответствующие величины σ_{0-1} как σ_{01}^r , σ_{01}^g и σ_{01}^b , определим отношения $\sigma_{01}^r/\sigma_{01}^g$ и $\sigma_{01}^g/\sigma_{01}^b$ и учтем, что $\alpha = \sigma N_{\text{TES}}$, где N_{TES} – концентрация НЭС. Решая систему двух уравнений относительно ω_{0-1} и γ_{0-1} , получаем, что для малых τ_{del} (менее 2 пс) $\hbar\omega_{0-1} = 2.7$ эВ, $\hbar\gamma_{0-1} = 0.45$ эВ, а для больших τ_{del} (менее 300 пс) $\hbar\omega_{0-1} = 2.6$ эВ, $\hbar\gamma_{0-1} = 0.35$ эВ. Такие характеристические параметры не противоречат выводам работы [17] о том, что НП в стекле ВК7 (аналог К8) обусловлено автолокализованными экситонами.

Обратимся теперь к анализу кинетики НП света. Отметим вначале, что доминирование в НП вклада от НЭС не обязательно означает полный переход свободных носителей в эти состояния. Плазма при этом также может присутствовать в образце, но друдевское поглощение должно быть меньше поглощения в результате возбуждения НЭС. В частности именно на длительное (~ 100 пс) присутствие плазмы после лазерного возбуждения в натриево-щелочном стекле и в стекле К9 указывают результаты работ [18, 24], которые позволяют предположить, что и в стекле К8 время жизни плазмы такого же порядка. В то же время выше установлено, что НП в стекле К8 в основном определяется не плазмой, а возбуждением НЭС. Указанное противоречие можно объяснить, предположив, что $\tau_{\text{pl}} \gg \tau_{\text{rec}}$ (время рекомбинации НЭС), т. е. долгоживущая плазма играет роль «резервуара», из которого происходит заполнение состояний короткоживущих НЭС. В таком случае для описания изменения их концентрации N_{TES} во времени воспользуемся простым балансным уравнением:

$$\frac{dN_{\text{TES}}}{dt} = \frac{N_{\text{pl}}}{\tau_{\text{tr}}} - \frac{N_{\text{TES}}}{\tau_{\text{rec}}}, \quad (3)$$

где N_{pl} – концентрация плазмы; τ_{tr} – время перехода электрона и/или дырки в состояние НЭС. Решение уравнения (3) имеет следующий вид:

$$N_{\text{TES}} = N_{\text{pl}} \frac{\tau_{\text{rec}}}{\tau_{\text{tr}}} [1 - e^{-(t/\tau_{\text{rec}})}]. \quad (4)$$

Таким образом, за время, характеризующее постоянной τ_{rec} , концентрация НЭС, а следовательно, и обусловленное ими НП, выйдет на стационарный уровень:

$$N_{\text{TES}} = N_{\text{pl}} \frac{\tau_{\text{rec}}}{\tau_{\text{tr}}}. \quad (5)$$

Поскольку в нашем эксперименте время выхода НП на постоянный уровень не превышает 0.45 пс, то можно сделать вывод, что $\tau_{\text{rec}} < 0.45$ пс. При этом отметим, что $\tau_{\text{tr}} > \tau_{\text{pl}}$, т. к. захват в состояния НЭС – это не единственный возможный канал рекомбинации плазмы. В таком случае из (5) следует, что $N_{\text{ТЭС}}$ на два-три порядка меньше N_{pl} , а это возможно только при условии $\sigma_{0-1} \gg \sigma_{\text{pl}}$.

И наконец, обсудим физическую причину того, что спад НП характеризуется двумя постоянными времени – быстрой составляющей τ_1 (~ 17 пс) и медленной составляющей τ_2 (порядка наносекунд). Как уже указывалось выше, сохранение пропорций между значениями αd для R-, G- и B-областей спектра во всем диапазоне исследованных задержек свидетельствует о неизменности природы НП в этом временном диапазоне. Поэтому быстрый экспоненциальный спад зависимости αd от τ_{del} с постоянной времени $\tau_1 \sim 17 - 17.5$ пс может быть вызван увеличением во времени τ_{tr} – времени захвата электрона и/или дырки в состояние НЭС. Увеличение τ_{tr} вызывает уменьшение $N_{\text{ТЭС}}$ (см. (5)), а следовательно, и αd . Этот факт имеет простое физическое истолкование. Как и в работе [18], быстрый спад можно предположительно объяснить временем энергетической релаксации электронов на дно зоны проводимости, тогда как последующий медленный (в течение наносекунд) спад может определяться временем жизни электронов в зоне проводимости. Первоначально горячие носители легче преодолевают энергетический барьер для занятия состояний НЭС, а после их термализации действует преимущественно механизм туннелирования. Поэтому величина τ_{tr} минимальна непосредственно после воздействия возбуждающего импульса и возрастает до некоторого постоянного уровня после термализации носителей. Характерное время термализации носителей плазмы для стекла К8 в этом случае составляет ~ 17 пс. Близкие к нему времена термализации электронной подсистемы наблюдались в воде [25] и в полупроводниках [26].

4. Выводы

Таким образом, с использованием метода ВМПС показано, что в стеклах К8 релаксация НП после прохождения филаментированного фемтосекундного импульса имеет двухстадийный характер и описывается константами $\tau_1 \sim 17 - 17.5$ пс и $\tau_2 \gg 300$ пс. Как следует из полученных результатов, несмотря на длительное, значительно превышающее 300 пс, присутствие плазмы в ядре филамента, в НП уже через 0.45 пс после возбуждения доминирует не плазменный механизм, а обусловленный НЭС. Анализ энергетических и кинетических параметров плазмы и НЭС позволяет сделать вывод о том, что захват носителей в состояния НЭС происходит из долгоживущего плазменного «резервуара», а энергия возбужде-

ния НЭС и ширина соответствующего перехода, ответственного за НП, составляют 2.6 – 2.7 эВ и 0.35 – 0.45 эВ соответственно. Первая стадия релаксации НП с $\tau_1 \sim 17 - 17.5$ пс определяется временем термализации плазмы, тогда как вторая, с $\tau_2 \gg 300$ пс, – временем ее жизни.

Работа выполнена при методической поддержке Центра коллективного пользования приборами НАН Украины «Лазерный фемтосекундный комплекс» и частичной финансовой поддержке грантов № Ф17/45-2007 ДФФД Минобразования и науки Украины и № 3745 Украинского научно-технологического центра. Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ЦКПП «Лазерный фемтосекундный комплекс» И.Н.Дмитруку и П.И.Коренюку за помощь в исследованиях.

1. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1568 (1962).
2. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
3. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 153 (1968).
4. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
5. Meineke M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
6. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 69 (2003).
7. Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253901 (2004).
8. Kumagai H., Cho S.-H., Ishikawa K., Midorikawa K., Fujimoto M., Aoshima S., Tsuchiya Y. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 597 (2003).
9. Kadan V., Blonskyi I., Dmytruk I., Korenyuk P., Pavlov I., Puzikov V., Kryvonosov E., Lytvynov L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6726**, 67260F (2007).
10. Fujimoto M., Aoshima S., Tsuchiya Y. *Opt. Lett.*, **27**, 309 (2002).
11. Fujimoto M., Aoshima S., Hosoda M., Tsuchiya Y. *Opt. Lett.*, **24**, 850 (1999).
12. Blonskyi I., Kadan V., Shpotyuk O., Dmytruk I. *Opt. Commun.*, **282**, 1913 (2009).
13. Блонский И.В., Кадан В.Н., Шпотюк О.И., Дмитрук И.Н., Павлов И.А. *Письма в ЖЭТФ*, **89**, 636 (2009).
14. Blonskyi I., Kadan V., Shpotyuk O., Pavlov I. *Ukrainian J. Phys. Opt.*, **10**, 100 (2009).
15. Minardi S., Gopal A., Tatarakis M., Couairon A., Tamosauskas G., Piskarskas R., Dubietis A., Di Trapani P. *Opt. Lett.*, **33**, 86 (2008).
16. Horn A., Kreutz E. W., Poprawe R. *Appl. Phys. A*, **79**, 923 (2004).
17. Kreutz E.W., Horn A., Poprawe R. *Appl. Surf. Sci.*, **248**, 66 (2005).
18. Sun Q., Jiang H., Liu Y., Wu Z., Yang H., Gong Q. *Front. Phys. China*, **1**, 67 (2006).
19. Liu W. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
20. Райзер Ю.П. *ЖЭТФ*, **48**, 1508 (1965).
21. Mao X., Mao S.S., Russo R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 697 (2003).
22. Wu A.Q., Chowdhury I.H., Xu X. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 111502 (2006).
23. Martin P., Daguzan Ph., Petite G., D'Oliveira P., Meynadier P., Perdrix M. *Phys. Rev. B*, **55**, 5799 (1997).
24. Horn A., Khajehnouri H., Kreutz E. W., Poprawe P., *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4948**, 393 (2003).
25. Schaffer C.B., Nishimura N., Glezer E.N., Kim A.M.-T., Mazur E. *Opt. Express*, **10**, 196 (2002).
26. Huang L., Callan J. P., Glezer E. N., Mazur E. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 185 (1998).