

ОДНОФОКУСНЫЙ РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ПАКЕТОВ ПРИ ИХ САМОФОКУСИРОВКЕ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

Ю. М. Михайлова^{a,b,*}, В. Т. Платоненко^a, Ц. Чжэн^{a,c,**}

^a Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

^b Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^c Research Centre of Laser Fusion, CAEP
Mianyang 621900, China

Поступила в редакцию 15 мая 2008 г.

С помощью численного моделирования исследуется распространение остро сфокусированных мегаваттных фемтосекундных световых пакетов в нелинейной конденсированной среде в режиме однократной фокусировки. Показано, что в однофокусном режиме распространения фемтосекундного светового пакета в прозрачной диэлектрике формирование плазмы происходит в малой области, длина и диаметр которой увеличиваются с увеличением мощности. Предельная концентрация электронов в области микроплазменного образования практически не зависит от мощности лазерного импульса, но увеличивается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики. При фиксированной мощности фемтосекундного импульса, превышающей критическую мощность самофокусировки, пропускание света слоем диэлектрика уменьшается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики.

PACS: 42.65.Re, 42.65.-k

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика пространственно-временных нелинейных процессов, сопровождающих распространение мегаваттных фемтосекундных световых пакетов в прозрачных конденсированных средах, является в настоящее время областью активных экспериментальных и теоретических исследований [1–12]. Интерес к этой области в значительной мере обусловлен возможностью управляемого объемного микро- и наноструктурирования прозрачных сред при их облучении жестко сфокусированными фемтосекундными лазерными пучками [1, 13–16]. Изучение влияния нелинейных эффектов самовоздействия света в среде (таких как самофокусировка и уширение спектра излучения) на свойства ее остаточных измене-

ний имеет решающее значение для реализации высокоточного трехмерного структурирования прозрачных диэлектриков.

В экспериментах по модификации конденсированных сред с помощью фемтосекундных импульсов обычно используется острая фокусировка световых пучков, поскольку эффективность воздействия света на среду значительно возрастает по мере увеличения числовой апертуры фокусирующей оптики. Характер распространения остро сфокусированного светового пакета в прозрачной сплошной среде в условиях самовоздействия зависит от начальных параметров света (мощности лазерного импульса и структуры пучка) и отвечает режимам однократной фокусировки светового пучка, многократной фокусировки и филаментации. Наибольшее число экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзор [17]) посвящено исследованию режима, при котором реализуется филаментация светового

*E-mail: mikhailova@ati.phys.msu.ru

**J. Zheng

пучка на относительно большой длине, например, на длине, многократно превосходящей длину протяжки исходного пучка. Режим однократной фокусировки света в нелинейной конденсированной среде изучен в меньшей степени. Тем не менее, для многих технологических применений он представляет наибольший интерес, так как обеспечивает наибольшую плотность энерговыделения и наименьшие геометрические размеры остаточных изменений материала. Кроме того, режим однократной фокусировки позволяет в определенной мере управлять параметрами остаточных изменений среды путем варьирования начальных параметров световых пучков.

В экспериментальных работах по распространению фемтосекундных световых пакетов в конденсированных средах обычно исследуются остаточные изменения в среде, рассеяние и пропускание света, изменения в его спектре. При исследовании остаточных изменений (модификаций) в плавленом кварце авторами работ [6, 8, 9] обнаружено два типа модификаций: обратимые и необратимые. Как показано в работе [9], обратимые модификации, характеризуемые изменением показателя преломления на $(5 \pm 2) \cdot 10^{-3}$, исчезают после нагревания образцов и, по-видимому, связаны с накоплением электронов, захваченных ловушками. Они наблюдаются в областях с диаметрами в несколько микрон и длинами в несколько десятков микрон. Структурные изменения в этих областях отсутствуют. Необратимые модификации, не исчезающие после прогревания материала, имеют значительно меньшие размеры (диаметр 0.2–0.3 мкм). Изменение показателя преломления в них достигает 0.01. В этих областях происходят и структурные изменения материала, которые авторы работ [6, 8, 9] связывают с лавинной ионизацией среды. По результатам экспериментов [9] необратимые модификации материала происходят при плотности свободных электронов порядка и выше $0.1N_c$, где $N_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2 \approx 1.12 \cdot 10^{21} / \lambda^2$ [мкм] — критическая плотность.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования распространения остро сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в нелинейной конденсированной среде в режиме однократной фокусировки. Основное внимание посвящено исследованию возможности управления параметрами плазменных образований, формирующихся в объеме среды около нелинейного фокуса светового пучка. В работе анализируются зависимости размеров плазменных образований, их положения в пространстве, а также предельной concentra-

ции свободных зарядов от начальных параметров фемтосекундных световых пакетов и типа нелинейной среды. Прежде чем перейти к построению таких зависимостей, опишем метод численного моделирования, используемый в настоящей работе и обладающий несколько более широкой областью применимости, чем ранее использовавшиеся методы [17].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Уравнение для поля в среде

При описании эволюции фемтосекундных световых пакетов в нелинейной среде удобно перейти от волнового уравнения для напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$,

$$c^2 \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 4\pi \frac{\partial \mathbf{j}_{nl}}{\partial t}, \quad (1)$$

(здесь $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ — электрическая индукция в однородной немагнитной среде, $\mathbf{j}_{nl}(\mathbf{r}, t)$ — нелинейная составляющая плотности тока) к уравнению для комплексных амплитуд поля и тока. В системе координат, движущейся с групповой скоростью света $U = (\partial k / \partial \omega)^{-1}|_{\omega=\omega_0}$, уравнение для амплитуд поля в среде без пространственной дисперсии имеет вид

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \left(ik_0 - \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \\ - \int k^2 (\Omega + \omega_0) \mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega = \\ = -i\omega_0 \frac{4\pi}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — амплитуда напряженности поля

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + \text{c.c.},$$

$k(\omega) = n_0(\omega)\omega/c$, $n_0(\omega)$ — линейный показатель преломления среды на частоте ω , $k_0 = k(\omega_0)$, ω_0 — несущая частота светового импульса,

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) e^{i\Omega t} dt$$

— фурье-образ комплексной амплитуды поля,

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \int n_0^2(\Omega + \omega_0) \mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega \cdot e^{i(k_0 z - \omega_0 t)}$$

— электрическая индукция в однородной немагнитной среде в отсутствие пространственной дисперсии, $\mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t)$ — амплитуда нелинейной плотности тока

$$\mathbf{j}_{nl} = \mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + \text{c.c.}$$

Переносим в правую часть уравнения (2) слагаемые, не содержащие дифференцирования по координате z и линейные по \mathbf{A} , приведем его к виду

$$2ik_0 \left(1 + \frac{i}{k_0 u} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \hat{L} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) - i\omega_0 \frac{4\pi}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где

$$\hat{L} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) = \int \left[\left(k_0 + \frac{\Omega}{u} \right)^2 - k^2(\omega_0 + \Omega) - \nabla_{\perp}^2 \right] \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, \Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega.$$

Для случая однородной среды без пространственной дисперсии уравнение (3) эквивалентно исходному волновому уравнению (1), поскольку при получении (3) не использовалось предположение о медленности изменения комплексной амплитуды поля вдоль оси z либо какое-либо другое упрощение, не применявшееся при записи исходного волнового уравнения. К сожалению, не прибегая к упрощениям, построить схему интегрирования уравнения (3), устойчивую в широком диапазоне параметров, не удается.

Первое существенное упрощение задачи состоит в переходе от векторной модели поля к скалярной: поляризация света предполагается фиксированной, а амплитуды $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t)$ рассматриваются как скалярные величины $A(\mathbf{r}, t)$ и $j_a(\mathbf{r}, t)$. Естественно, скалярная модель поля теряет применимость при очень жесткой фокусировке светового пучка. Обсуждаемые ниже результаты получены при значениях начальной угловой расходимости пучка, как правило, не превышающих 0.2 рад.

Поскольку пренебрежение векторной природой электромагнитных полей не изменяет вид уравнения (3), для построения устойчивой схемы численного интегрирования этого уравнения необходимы дополнительные упрощения. Обычно (см. [16]) в уравнении (3) опускается вторая производная $\partial^2 A / \partial z^2$, что позволяет перейти к более простому параболическому уравнению, которое затем решается методом расщепления по физическим параметрам. Ниже используется несколько другой путь упрощений.

Предполагается, что непосредственно уравнение (3) можно решать методом расщепления по физическим параметрам. Пренебрегая в правой части вторым или первым слагаемым, получаем два уравнения: первое из них описывает только дисперсию, дифракцию и укручение фронта импульса, второе —

только нелинейные процессы. Эти уравнения затем численно решаются на каждом пространственном интервале δz поочередно (результат решения первого уравнения переносится в начало интервала и используется в качестве начального значения при решении второго). При этом в уравнении, описывающем дисперсию и дифракцию, мы пренебрегаем в левой части второй производной $\partial^2 A / \partial z^2$. Такое упрощение эквивалентно использованию френелевского приближения

$$\exp \left(ik \sqrt{z^2 + r^2} \right) \approx \exp(ikz + ik r^2 / 2z)$$

при расчете полей методом Кирхгофа и применимо в зоне Френеля — в диапазоне расстояний L и углов θ , удовлетворяющих условию $kL\theta^4/8 \ll 1$. В результате этого упрощения уравнение, описывающее дисперсию и дифракцию, превращается в уравнение Шредингера. В спектральном представлении это уравнение имеет следующий вид:

$$2ik_0 \left(1 + \frac{\Omega}{k_0 u} \right) \frac{\partial}{\partial z} A(\mathbf{r}, \Omega) = -\nabla_{\perp}^2 A(\mathbf{r}, \Omega) + \left[\left(k_0 + \frac{\Omega}{u} \right)^2 - k^2(\omega_0 + \Omega) \right] A(\mathbf{r}, \Omega). \quad (4)$$

В уравнении, описывающем нелинейные процессы, производная $\partial^2 A / \partial z^2$ сохраняется, но проводятся следующие упрощения. Поскольку в условиях расчетов, рассматриваемых ниже, групповая и фазовая скорости различаются не более чем на 1–2 процента, а операторы $\frac{i}{k_0 u} \frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}$ малы по сравнению с единицей, можно пренебречь различием операторов

$$1 + \frac{i}{k_0 u} \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{и} \quad 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t},$$

а также отличием величины

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \quad \text{от} \quad \left(1 + \frac{i}{k_0 u} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}.$$

Таким образом, уравнение, описывающее нелинейность, принимает вид

$$2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} A(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} A(\mathbf{r}, t) = -i\omega_0 \frac{4\pi}{c^2} j_a(\mathbf{r}, t) \approx f A(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где величина $f(|A|^2, N_e)$, зависящая от плотности плазмы и интенсивности света, на малом интервале δz может считаться постоянной.

При интегрировании уравнения (5) используется предположение об отсутствии отраженной волны. Решение уравнения ищется в виде $e^{\Lambda z}$ и из двух корней характеристического уравнения используется только корень $\Lambda = -ik + i\sqrt{k^2 - f}$, соответствующий волне, бегущей в прямом направлении. Заметим, что при плавном изменении параметров среды предположение об отсутствии отражений может выполняться даже при плотностях плазмы, близких к критической, при которых пренебрежение второй производной в уравнении (5) неправомерно. Наличие производной $\partial^2 A / \partial z^2$ в уравнении существенно меняет характер решения в условиях, при которых величина $\int |\Lambda - f/2ik| dz$ не мала, легко реализующихся в интенсивных световых пучках. В то же время, пренебрегая отражениями, удастся построить относительно устойчивые схемы численного интегрирования уравнений (4), (5).

Далее предполагается, что световой пучок обладает осевой симметрией, процесс распространения описывается в цилиндрических координатах z (расстояние вдоль оси пучка) и r (расстояние от оси пучка). Именно цилиндрические пучки обычно используются в экспериментах. В случае, когда начальная мощность светового импульса значительно (в сотни и более раз) превышает критическую мощность самофокусировки, свет распространяется в режиме множественной филаментации [18], при этом в поперечном сечении пучка образуется не один, а множество филаментов, и цилиндрическая симметрия нарушается. Такие режимы в настоящей работе не рассматривались.

2.2. Нелинейный отклик

Описание нелинейного отклика среды в используемой модели включает эффекты керровской (мгновенной и запаздывающей) нелинейности среды, а также полевую и лавинную ионизацию среды. Амплитуда нелинейной плотности тока j_a записывается в виде суммы

$$j_a = j_{n2} + j_e + j_f. \quad (6)$$

Слагаемое j_{n2} учитывает керровскую нелинейность показателя преломления и может быть выражено через амплитуду поляризации p_{n2} как

$$j_{n2} = -i\omega_0 \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_{n2}.$$

Оператор $(i/\omega_0)\partial/\partial t$ в этом выражении далее опускается, поскольку формулы для амплитуды p_{n2} ,

используемые ниже, определены в адиабатическом приближении, т. е. в пренебрежении величинами порядка $(i/\omega_0)(\partial/\partial t)p_{n2}$. Используя для p_{n2} выражения, приведенные в работах [19, 20], получаем

$$j_{n2} = -i\frac{\omega_0}{2\pi} n_0 n_2 \times \\ \times A \left[(1 - f_R)I + f_R \int_0^\infty R(\tau)I(t - \tau) d\tau \right], \quad (7)$$

где n_2 — коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления, I — интенсивность света, f_R — парциальный вклад инерционного отклика в нелинейную поляризацию. Для плавленого кварца $n_2 \approx 3.54 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт, $f_R \approx 0.18$, приближенный аналитический вид функции комбинационного отклика —

$$R(\tau) = \frac{t_1^2 + t_2^2}{t_1^2 t_2} \exp\left(-\frac{\tau}{t_1}\right) \sin \frac{\tau}{t_2},$$

где примерные значения подгоночных параметров $t_1 = 32$ фс, $t_2 = 12.5$ фс [19, 20]. При изучении зависимости параметров плазменных образований от параметров среды (потенциала ионизации, показателя преломления, см. п. 5.2) в расчетах нелинейного отклика различных сред (плавленого кварца, воды, кристаллов KDP и LiF) учитывается только мгновенная составляющая, вклад f_R полагается равным нулю.

Слагаемое j_e , определяющее амплитуду плотности тока свободных носителей, вычисляется на основе модели Друде. В адиабатическом приближении оно рассчитывается по формуле

$$j_e = i \frac{N_e e^2}{\mu(\omega_0 + i\nu)} A, \quad (8)$$

где N_e — концентрация свободных электронов, μ — приведенная масса электрон-дырочной пары (всюду далее $\mu = m_e$), ν — эффективная частота упругих столкновений. Согласно измерениям [21], в плавленом кварце $\nu \approx 6 \cdot 10^{14}$ с⁻¹.

Наконец, последнее слагаемое в правой части (6) вводится на основе феноменологических соображений. Предполагается, что оно синфазно полю и описывает поглощение света, связанное с полевой ионизацией. Тогда из закона сохранения энергии следует, что

$$j_f = \frac{cn_0}{4\pi} \frac{w_f U}{I}, \quad (9)$$

где U — потенциал ионизации (ширина запрещенной зоны), w_f [см⁻³·с⁻¹] — скорость полевой ионизации. Вероятность $w_f(I)$ рассчитывается по формуле Келдыша [22].

2.3. Эволюция плотности плазмы. Роль полевой и лавинной ионизации

Кинетика изменения концентрации свободных электронов (электронов в зоне проводимости) определяется процессами полевой и лавинной ионизации и процессами, приводящими к связыванию свободных электронов (рекомбинация, захват ловушками). Полевая ионизация, описание которой относительно просто, в плотной среде обеспечивает лишь «затравку» для генерации плазмы, основная же часть свободных носителей заряда появляется в процессе столкновительной ионизации [4, 23]. Строгое описание лавинной ионизации проблематично. Обычно она описывается с помощью упрощенных кинетических моделей, содержащих, тем не менее, наборы констант, известных лишь приблизительно и только для ограниченного набора сред. Далее эти константы приводятся для случая плавленого кварца.

Концентрация электронов N вычисляется с помощью скоростных уравнений, учитывающих полевую и лавинную ионизацию среды и процессы гибели носителей заряда:

$$\dot{N} = w_f + (w - 1/\tau_{dec})N. \quad (10)$$

Обычно предполагается, что вся поглощаемая свободными электронами энергия уходит на ионизацию, и скорость w лавинной ионизации принимается равной w [с^{-1}] = $\sigma I/U$, где

$$\sigma = \frac{\nu}{n_0 c} \frac{4\pi e^2}{\mu(\omega_0^2 + \nu^2)}$$

— сечение поглощения света электроном. Скорость $1/\tau_{dec}$ гибели носителей заряда можно записать в виде суммы:

$$1/\tau_{dec} = 1/\tau_0 + \alpha_b N + \alpha_3 N^2. \quad (11)$$

Время τ_0 связано с захватом электронов дефектами решетки и по результатам измерений [24] в плавленом кварце составляет 150 фс. По результатам [24] коэффициент бимолекулярной рекомбинации α_b не превышает $10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, при таком значении коэффициента α_b слагаемое $\alpha_b N$ почти не влияет на результаты расчетов. Как известно, в плазме атомарного газа существенный вклад в скорость $1/\tau_{dec}$ может вносить слагаемое $\alpha_3 N^2$, учитывающее трехчастичную рекомбинацию. Применительно к благородным газам формула для коэффициента α_3 и ее вывод приведены, например, в работе [25]. В случае диэлектрика в этой формуле следует сделать замену $e^2 \rightarrow e^2/\varepsilon$, где ε — диэлектрическая проницаемость. Тогда формула приобретает вид

$$\alpha_3 = \text{const} \frac{e^{10}}{\varepsilon^5} \frac{1}{\mu^{1/2} T_e^{9/2}}. \quad (12)$$

Здесь T_e — температура электронов, $\text{const} \approx 4.6$. Наличие величины ε^5 в знаменателе этого выражения существенно уменьшает величину коэффициента α_3 по сравнению с его значением в плазме газового разряда. Поэтому на фоне более быстрых процессов, протекающих в конденсированных средах (и в молекулярных газах) трехчастичная рекомбинация, по-видимому, играет второстепенную роль даже при концентрациях электронов, близких к критической. По крайней мере, экспериментальные наблюдения трехчастичной рекомбинации в конденсированных диэлектрических средах нам не известны. В то же время оценки, основанные на использовании выражения (12), показывают, что при разумных температурах ($T_e \approx U/2$) и концентрациях электронов ($N_e \leq N_c = \mu\omega_0^2/4\pi e^2$) величина $\alpha_3 N^2$ мала по сравнению с величиной $1/\tau_0$. Таким образом, время жизни электрона в плавленом кварце определяется временем захвата электрона дефектами решетки $\tau_{dec} \approx \tau_0$.

Проанализируем роль отдельных слагаемых в правой части уравнения (10). Это уравнение линейно и может быть проинтегрировано в общем виде. В конденсированных средах обычно [8] выполняется условие $\int w dt \gg 1$ (роль столкновительной ионизации не мала). Полагая, что $\int w dt \gg 1$, лазерный импульс $I(t)$ является прямоугольным, а его длительность много меньше τ_{dec} , и интегрируя уравнение (10), получим

$$N \approx w_f(I) \frac{\mathcal{E}_0}{I} \left(\exp \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} - 1 \right), \quad (13)$$

где $\mathcal{E}_0 = U/\sigma$, $\mathcal{E} = \int I dt$. Из формулы (13) видно, что при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$ концентрация электронов N экспоненциально зависит от плотности потока энергии света \mathcal{E} . В то же время, N зависит и от интенсивности света — через зависимость $w_f(I)/I$. Однако фактически степенная зависимость плотности электронов от интенсивности является более слабой, чем экспоненциальная зависимость N от плотности потока энергии света. Действительно, изменение вероятности полевой ионизации $w_f(I)$ в пределах одного–двух порядков величины, обусловленное изменением интенсивности света или другими причинами, легко может быть скомпенсировано изменением экспоненты $\exp(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$ (например, за счет изменения длительности импульса или других параметров, влияющих на величину \mathcal{E}_0). Для плавленого кварца величину \mathcal{E}_0 можно определить по данным

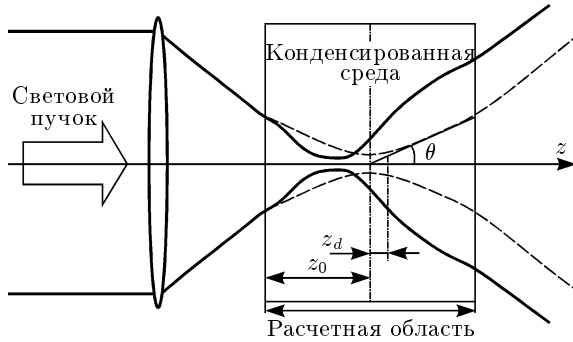


Рис. 1. Схема распространения сфокусированного светового пакета в нелинейной среде. Фокус невозмущенного пучка (штриховая линия) расположен в точке $z = 0$ внутри среды. Нелинейный фокус — фокус возмущенного пучка (сплошная линия) — смещен по направлению к входной границе среды, сечение возмущенного пучка уменьшается из-за самовоздействия. После нелинейного фокуса пучок сильно деформируется, его структура зависит от входной мощности света и других параметров расчета

экспериментов [26]. По результатам работ [26, 27] $\mathcal{E}_0 \approx 0.25 \pm 0.04$ Дж/см². Оценка по формуле

$$\mathcal{E}_0 = \frac{Un_0c}{\nu} \mu \frac{\omega_0^2 + \nu^2}{4\pi\epsilon^2}$$

дает значение $\mathcal{E}_0 \approx 0.27$ Дж/см², если положить $\nu \approx 6 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, $U = 8$ эВ, $\mu = m_e$.

Из представленного обсуждения формулы (13) следует, что плотность плазмы, образующейся при фокусировке мощных световых пакетов в конденсированной среде, может определяться плотностью потока энергии света (а не интенсивностью), несущей частотой лазерного импульса и параметрами среды (частотой столкновений, потенциалом ионизации).

2.4. Геометрия численного эксперимента

Схема расчетной области представлена на рис. 1. Расчеты проводились с гауссовыми пучками, падающими на плоскую границу среды по нормали. В расчетах поле на входной границе среды задавалось в факторизованном виде:

$$A(-z_0, r, t) = A_0 \frac{z_d}{z_d - iz_0} \times \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} \frac{z_d}{z_d - iz_0}\right) F\left(t + \frac{z_0}{u}\right). \quad (14)$$

При этом фокус невозмущенного пучка находится в точке $z = 0$, на расстоянии z_0 от границы,

r_0 — радиус пучка в перетяжке по уровню поля e^{-1} , $z_d = \pi r_0^2 n_0 / \lambda_0$ — дифракционная длина, λ_0 — несущая длина волны светового импульса в вакууме. Световые импульсы имеют супергауссову огибающую по времени $F(t) \propto \exp(-(t/t_0)^4)$. Основная часть расчетов проводилась с импульсами, длительность которых по полувысоте интенсивности составляла около 60 фс (что в 2.5 раза меньше, чем время жизни носителей τ_{dec} в плавленом кварце).

Расстояние z_0 от входной плоскости до фокуса невозмущенного пучка выбиралось достаточно большим, чтобы в районе входной плоскости скорость ионизации была пренебрежимо малой. Следует отметить, что режим распространения света и результаты расчетов, естественно, зависят от этого расстояния, поэтому в серии численных экспериментов оно поддерживалось постоянным. Это означает, что при изменении дифракционной длины z_d в некоторой серии расчетов изменялся не только угол расходимости θ , но и диаметр пучка на входе в среду. Отметим, что большинство констант, использованных в модели, экспериментально измерено только для плавленого кварца. Поэтому представленные ниже расчеты (за исключением обсуждаемых в п. 5.2) проводились для плавленого кварца с шириной запрещенной зоны $U_0 = 8$ эВ и линейным показателем преломления $n_0 \approx 1.45$ (на длине волны $\lambda_0 = 0.78$ мкм).

3. ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ДОКРИТИЧЕСКИХ И ОКОЛОКРИТИЧЕСКИХ МОЩНОСТЯХ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА

Самовоздействие света и плазмообразование в среде наблюдаются уже при докритических мощностях световых импульсов (критическая мощность самофокусировки определяется как $P_{cr} \approx \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$ [28]). На рис. 2 показаны распределения плотности электронов N вдоль оси z в момент времени $t = 50$ фс, вычисленные для различных значений входной мощности импульса и при разных значениях расстояния r от оси. Амплитуда входного поля в расчетах задавалась в виде (14) с параметрами $z_d = 10\lambda$, $z_0 = 50\lambda$, $\lambda = \lambda_0 / n_0$. Плотность свободных носителей измеряется в единицах критической плотности плазмы на длине волны $\lambda_0 = 0.78$ мкм, $N_c = 1.8 \cdot 10^{21}$ см⁻³.

На рис. 2а видно, что при входной мощности светового импульса $P_1 = 0.165 P_{cr}$ максимум распределения электронной плотности N_{max} лежит в фокусе невозмущенного пучка (в точке $z = 0$). Распределение $N(z)$ практически совпадает с распределением, рассчитанным при использовании интенсивно-

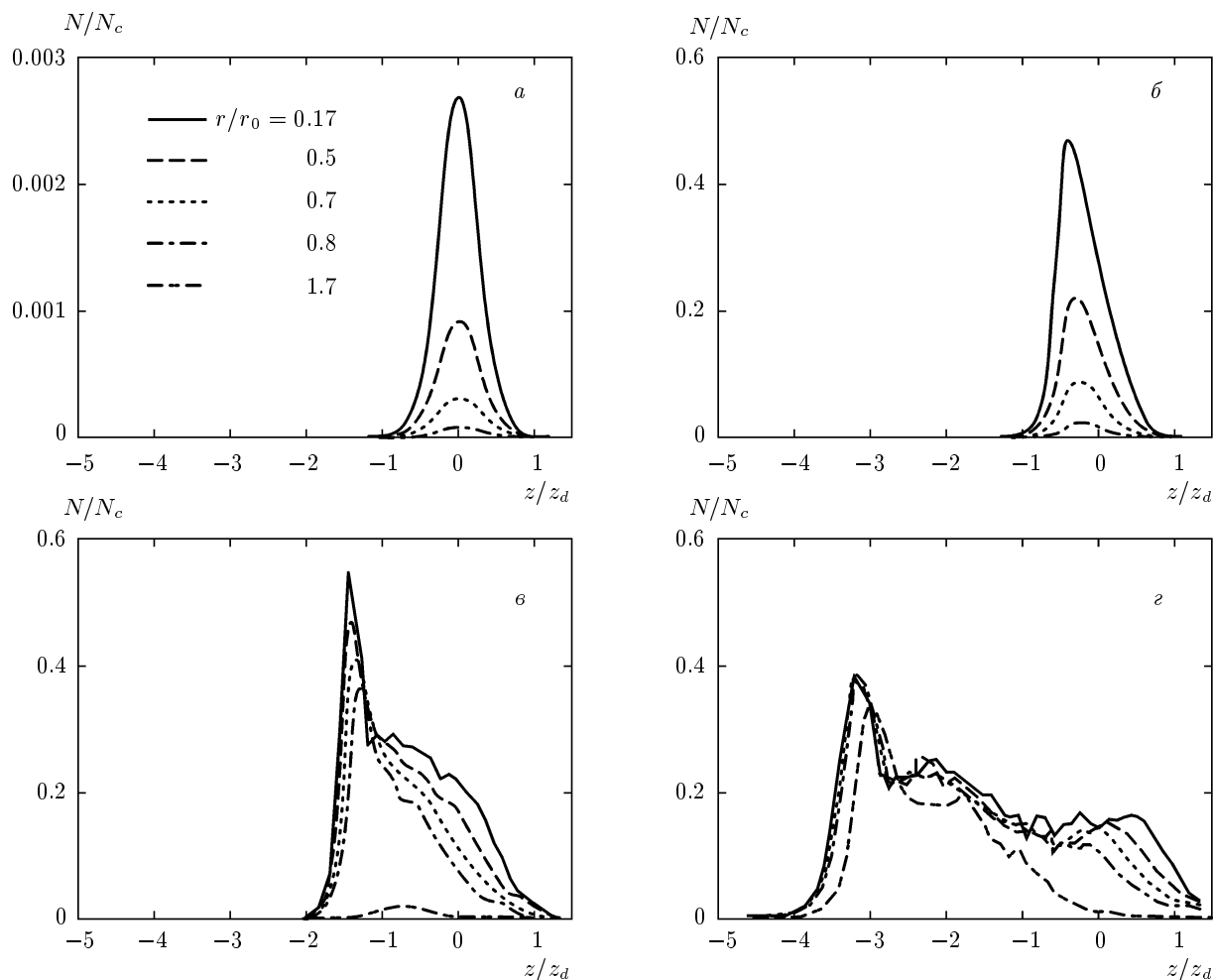


Рис. 2. Распределение плотности электронов (в единицах критической плотности N_c) вдоль оси пучка при разных значениях расстояния r от оси (r_0 — начальный радиус пучка). Начальная мощность импульса $P = 0.165P_{cr}$ (а), $0.33P_{cr}$ (б), $0.825P_{cr}$ (в), $3.3P_{cr}$ (г)

сти, не возмущенной нелинейными эффектами. Пиковое значение плотности потока энергии света в среде $\mathcal{E} = \int I dt$ здесь составляет около $9.6\mathcal{E}_0$.

При мощности $P = 2P_1 = 0.33P_{cr}$ (рис. 2б) максимум электронной плотности смещается по направлению к входной границе среды на расстояние, близкое к половине дифракционной длины пучка. Радиус распределения N (по уровню 0.5) составляет около 0.3 радиуса невозмущенного пучка r_0 , длина — около $0.6z_d$. Значение N_{max} приблизительно в 200 раз больше, чем при $P = P_1$. Максимум плотности потока энергии света \mathcal{E} достигает значения $14.3\mathcal{E}_0$. Плазменное образование при $P = 2P_1$ в целом по форме близко к эллипсоиду.

При дальнейшем увеличении мощности пиковое значение N_{max} , как и максимальное значение плотности потока энергии света в среде \mathcal{E} изменяются

лишь незначительно. Как видно на рис. 2в, при мощности $P = 5P_1 = 0.825P_{cr}$ максимум электронной плотности сдвигается от фокуса невозмущенного пучка к входной границе среды на $1.5z_d$, а за максимумом образуется платообразное распределение плотности, задняя граница которого отстоит от невозмущенного фокуса на расстояние, близкое к дифракционной длине. Наличие переднего пика в распределении $N(z)$ связано с тем, что в среде всегда присутствуют неэкранированные слои, на которые падает свет, не подвергшийся поглощению и рассеянию. В этих слоях и возникает пик распределения электронной плотности, который играет роль экрана для более глубоких слоев среды. С ростом входной мощности света радиус и длина платообразного распределения увеличиваются.

Важно, что уже при $P = 2P_1 = 0.33P_{cr}$ измене-

ние (уменьшение) показателя преломления среды, связанное с появлением свободных носителей заряда,

$$\delta n = n_0 - \sqrt{n_0^2 - N/N_c},$$

достигает 20% от n_0 . При этом максимальное значение интенсивности света в пучке лишь слегка превышает $2 \cdot 10^{13}$ Вт/см², а изменение показателя преломления, связанное с керровской нелинейностью, $n_2 I$ составляет не более 0.7%. Таким образом, при острой фокусировке светового пучка плазма с плотностью, достаточной для реализации необратимых остаточных изменений материала, может формироваться при мощностях, меньших критической мощности самофокусировки.

4. ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ЗАКРИТИЧЕСКИХ МОЩНОСТЯХ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА. ГРАНИЦА ОДНОФОКУСНОГО РЕЖИМА

При переходе в область закритических мощностей света изменяется структура плазменного образования в среде: пик в распределении $N(z)$ медленно уменьшается с ростом мощности и постепенно почти сливается с плато. На рис. 2 g показано распределение плотности электронов при начальной мощности светового импульса $P = 3.3P_{cr}$. Видно, что плато в распределении становится все более плоским. При дальнейшем увеличении входной мощности высота плато N_{max} (максимальное значение плотности $N(z)$) изменяется незначительно. Вместе с тем, с ростом мощности увеличиваются длина и диаметр плазменного образования. Соответствующие зависимости размеров плазменных образований от мощности светового пучка и других параметров детально обсуждаются ниже в разд. 5.

С увеличением входной мощности значительные изменения претерпевает и структура светового пучка в среде. В зависимости от параметров входного пучка распространение света в среде происходит в однофокусном либо в многофокусном режимах. Положим, что дифракционная длина z_d и расстояние z_0 от границы среды до невозмущенного фокуса фиксированы и меняется лишь входная мощность пучка P . Тогда в некотором диапазоне мощностей $P < P_b(z_d, z_0)$ реализуется однофокусный режим распространения света. В этом случае пучок фокусируется один раз и затем расходится. Мощность P_b далее называется критической. Она может значительно превышать критическую мощность самофокусировки и стремится сверху к последней, если на вход

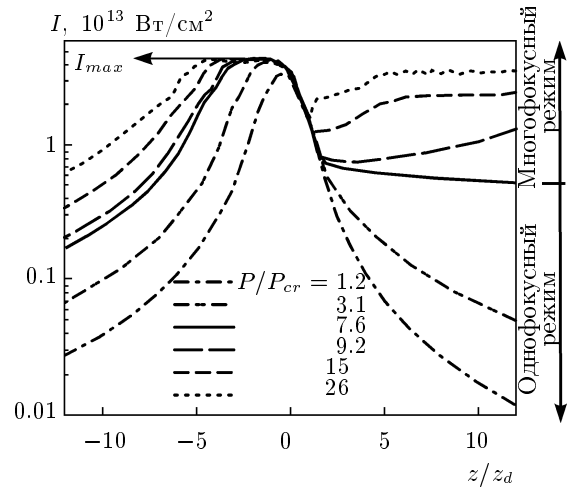


Рис. 3. Изменение пиковой (по времени и сечению пучка) интенсивности светового пакета вдоль оси z при различных значениях входной мощности. Стрелкой указано максимальное значение интенсивности пакета в среде I_{max}

подается коллимированный пучок. При мощностях, превышающих граничную, режим распространения усложняется. При незначительном превышении может реализоваться многофокусный режим (режим пульсирующей фокусировки), в котором пучок расходится после первого фокуса, но затем вновь фокусируется. В отсутствие диссипации фокусировка может повторяться многократно. Если же процесс фокусировки ограничен диссипативными процессами, в частности, ионизацией среды, фокусировка реализуется небольшое число раз. После этого распространение пучка может перейти в режим каналирования, в котором сечение пучка испытывает неглубокие осцилляции, а энергия меняется значительно медленнее, чем на начальном этапе. Такой режим распространения обычно называется филаментацией [29].

Переход от однофокусного режима к режиму филаментации иллюстрируется рис. 3, где сравниваются зависимости пиковой интенсивности света от z , рассчитанные при различных мощностях входного импульса и фиксированном значении $z_d = 40\lambda$. Граничная мощность для данного значения дифракционной длины составляет по результатам расчетов примерно $8P_{cr}$. Видно, что в случае $P \approx 7.6P_{cr}$ свет распространяется в режиме однократной фокусировки, тогда как $P \approx 9.2P_{cr}$ соответствует многофокусному режиму. Примечательно также, что максимальная интенсивность I_{max} , достигаемая в среде, а с ней и максимальная плотность плазмы N_{max}

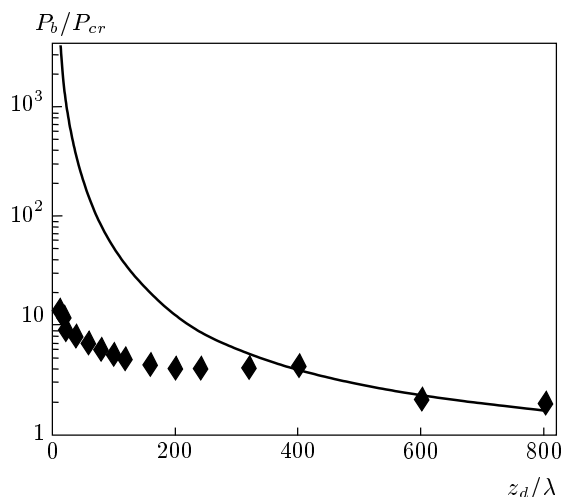


Рис. 4. Зависимости граничной мощности однофокусного режима от дифракционной длины пучка: \blacklozenge — данные численного расчета, сплошная линия — оценка по формуле (15)

очень слабо зависят от мощности и практически не меняются при переходе от однофокусного режима к многофокусному.

Зависимость граничной мощности от параметров входного пучка исследовалась с помощью вариационного метода в работах [30] применительно к стационарной самофокусировке слабо расходящихся пучков, ограниченной недиссипативными процессами. Следуя рассуждениям [30], можно получить выражение для зависимости граничной мощности от дифракционной длины пучка:

$$P_b = (1 + 2z_0^2/z_d^2)P_{cr}. \tag{15}$$

Применительно к самофокусировке, ограниченной ионизацией среды, эта зависимость может быть справедливой лишь в случае слабо сфокусированных пучков, когда диссипация (ионизация) незначительно меняет энергию светового пакета. Это обстоятельство наглядно демонстрируется рис. 4, где показаны результаты численных расчетов граничной мощности P_b и ее оценка по формуле (15) при фиксированном значении z_0 . Видно, что численные и аналитические значения совпадают лишь для значений дифракционной длины, превышающих 300λ . Важно также отметить, что при острой фокусировке пучка граничная мощность может многократно превышать критическую мощность самофокусировки. При сколь угодно малой расходимости эти мощности должны совпадать друг с другом.

Как обсуждалось выше, эффективность воздей-

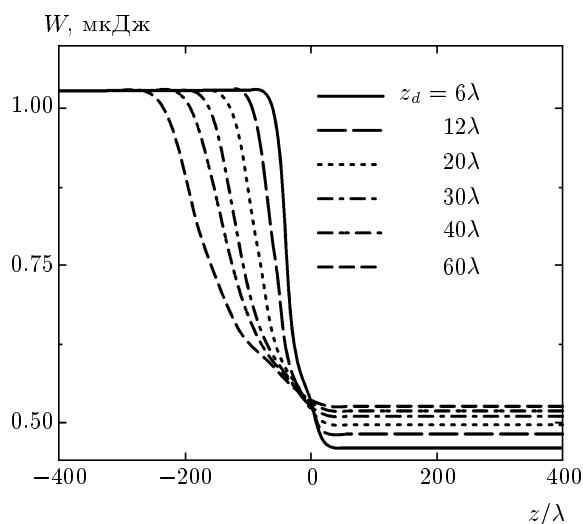


Рис. 5. Зависимости энергии светового пакета от координаты z при различных значениях дифракционной длины z_d (начальная энергия светового пакета составляет 1.03 мкДж для всех кривых)

ствия света на среду увеличивается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики. На рис. 5 показана эволюция полной энергии светового пакета в среде

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} I(r, t) 2\pi r dr$$

при различных значениях дифракционной длины светового пучка и фиксированной мощности фемтосекундного импульса $P \approx 18 \text{ МВт} \approx 10P_{cr}$. Как видно из представленных кривых, пропускание света слоем диэлектрика уменьшается с уменьшением дифракционной длины пучка. Видно, что на начальном отрезке, где интенсивность света мала, волновой пакет распространяется практически без поглощения. В области перетяжки пучка, подвергшегося самофокусировке, где интенсивность света достигает максимального значения, энергия пакета быстро убывает из-за потерь на ионизацию вещества, причем убывает тем быстрее, чем меньше дифракционная длина пучка. В дальнейшем уменьшение интенсивности света из-за дефокусировки приводит к прекращению ионизации, и с увеличением расстояния энергия света практически не изменяется.

Еще одной важной особенностью однофокусного режима распространения фемтосекундных световых пакетов в конденсированной среде является формирование сверхкоротких импульсов в прошедшем сквозь образец свете. Характерное время образования плазмы $\tau \approx \mathcal{E}_0/I$ составляет около

10 фс. При дифракции на плазменном образовании в пучке света появляется компонента с длительностью импульсов около 15 фс, рассеянная в широкий диапазон углов, приблизительно втрое превышающий начальную расходимость пучка $\sqrt{\lambda_0/\pi z_d}$ [31]. В результате, пространственно-временная структура света, прошедшего через среду, представляет собой набор коротких импульсов с длительностями, в несколько раз меньшими длительности исходного лазерного импульса, распространяющихся в разных направлениях. Благодаря тому, что такие импульсы формируются в малом объеме пространства (при дифракции света на микромасштабном плазменном образовании), они могут быть совмещены во времени и сфокусированы в пространстве с помощью сферического зеркала.

5. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СРЕДЫ В ОДНОФОКУСНОМ РЕЖИМЕ

5.1. Зависимости предельной концентрации свободных электронов и предельной интенсивности света в среде от дифракционной длины пучка и мощности импульса

В качестве примера на рис. 6 показаны графики изменения плотности свободных электронов вдоль координаты распространения при различных значениях r , вдоль радиуса при различных значениях z , а также распределение плотности электронов в плоскости zr . Как видно на рис. 6а, плотность плазмы в области пика отличается от плотности в области плато незначительно. Длина сильно ионизованной ($N \sim 0.1N_c$) области составляет около $5z_d$. Рисунок 6б показывает, что в наиболее узкой области плазменного образования ($z = 0$ на рис. 6в) его радиус в точке, где плотность плазмы вдвое ниже максимальной, составляет $r \approx 0.7r_0$, а уже на расстоянии $r \approx 1.5r_0$ от оси пучка плотность электронов уменьшается на два порядка. Таким образом, формирование плазмы происходит в малой, сужающейся вдоль оси распространения области, сечение и длина которой по порядку величины определяются сечением и длиной перетяжки исходного пучка в отсутствие самовоздействий, хотя и не совпадают с ними.

Как показывают результаты экспериментов [10], при закритических мощностях максимальная интенсивность света в среде слабо зависит от мощности. Этот факт подтверждается результатами численных расчетов, представленными на рис. 3. На рис. 7 при-

ведены зависимости максимальных значений интенсивности света в среде и плотности плазмы от входной мощности светового импульса. Различные кривые отвечают различным значениям z_d , указанным на рисунках. Видно, что максимальная интенсивность света в среде I_{max} практически не зависит от входной мощности. Так же слабо от мощности зависит и пиковая плотность плазмы N_{max} , однако, как показывают численные результаты, она сильно зависит от дифракционной длины пучка. Качественно это можно объяснить следующим образом. В области плато на рис. 6а свет попадает в приосевую область с боковых сторон. Поэтому плотность плазмы в этой области ограничена полным внутренним отражением света от границы плазменного образования. В случае жестко сфокусированного входного пучка можно, пренебрегая ролью нелинейного показателя преломления, грубо оценить максимальную плотность плазмы с помощью следующих соображений. Пусть луч света падает на резкую границу ионизованной области, угол падения составляет $\pi/2 - \theta$. Ионизация среды прекращается (свет не проникает за границу области), когда оказывается выполненным условие полного внутреннего отражения, т. е. максимальная плотность электронов N_{max} определяется условием

$$\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = \sqrt{1 - \frac{1}{n_0^2} \frac{N_{max}}{N_c}}$$

Полагая, что угол θ пропорционален углу расходимости гауссова пучка, равному $\sqrt{\pi/\pi z_d}$, получим, что $\lambda/\pi z_d \propto N_{max}/N_c n_0^2$ и, следовательно,

$$N_{max} \approx \text{const} \cdot N_c \frac{n_0^2 \lambda}{z_d}, \quad (16)$$

где const — коэффициент пропорциональности порядка единицы. Естественно, точное значение этого коэффициента на основе столь грубых рассуждений найти невозможно. Нетривиальный характер соотношения (16) состоит в следующем. В соответствии с ним максимальная концентрация свободных электронов не зависит от мощности лазерного импульса и определяется лишь дифракционной длиной пучка. Зависимости предельных значений интенсивности и плотности электронов I_{max} и N_{max} от дифракционной длины при фиксированной входной мощности $P = 9P_{cr}$ представлены на рис. 8. На рис. 8б показаны численные результаты, а также оценка по формуле (16) с коэффициентом пропорциональности, равным 1.5. Видно, что при малых дифракционных длинах ($z_d \leq 40\lambda$) соотношение (16) очень хорошо согласуется с результатами численных расчетов.

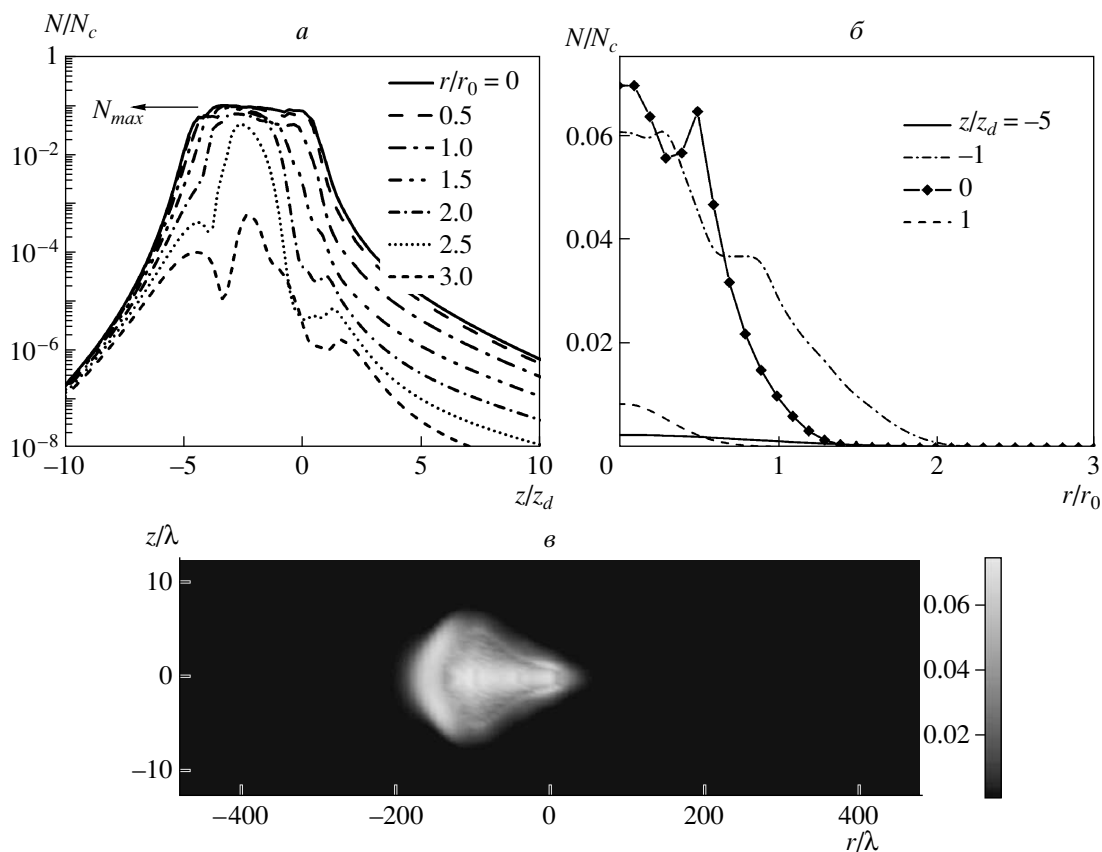


Рис. 6. Зависимости электронной плотности (в единицах критической плотности N_c) от координаты z при различных расстояниях r от оси (а), от радиуса r при различных значениях z (б). Распределение плотности электронов в плоскости zr (в). Входная мощность $P = 6.25P_{cr}$, $z_d = 40\lambda$. На рис. а стрелкой указано максимальное значение электронной плотности N_{max}

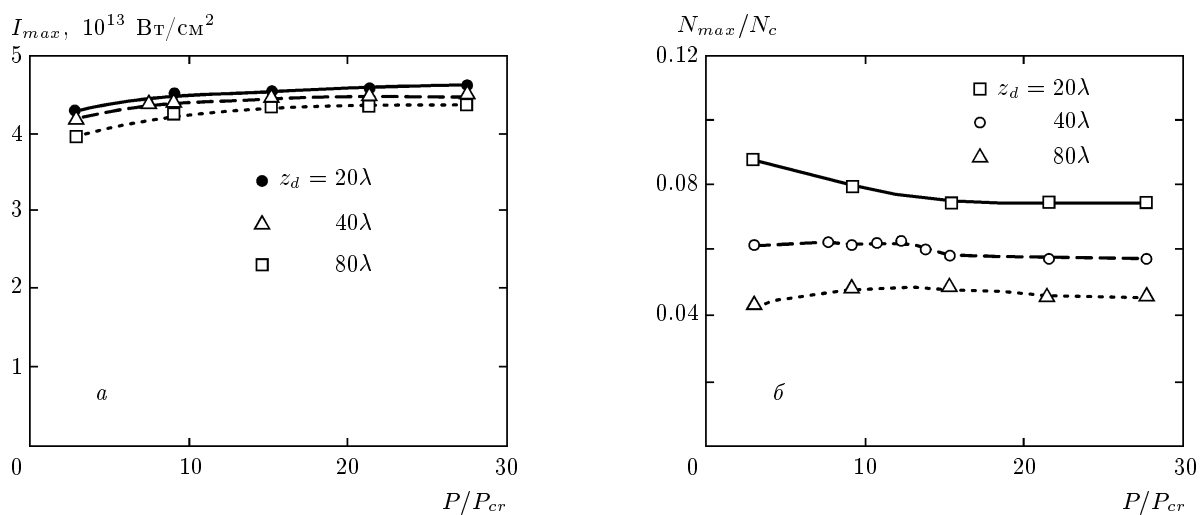


Рис. 7. Зависимости максимальной интенсивности света I_{max} (а), максимальной плотности электронов N_{max} (б) от начальной мощности светового пакета при различных значениях дифракционной длины z_d

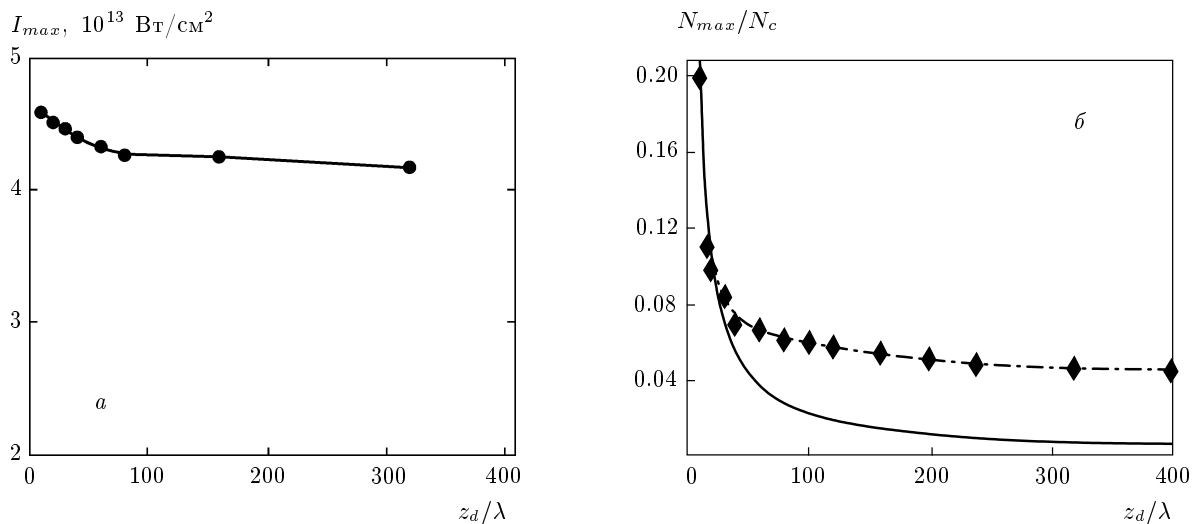


Рис. 8. Зависимости максимальной интенсивности света в среде I_{max} (а), максимальной плотности электронов N_{max} (б) от дифракционной длины пучка при входной мощности $P = 9P_{cr}$. На рис. б: \blacklozenge — данные численного расчета, сплошная линия — оценка по формуле (16)

Итак, примечательной особенностью рис. 7а и 8а является то, что в области закритических мощностей максимальная интенсивность света, достигаемая в среде, очень слабо зависит от входной мощности импульса и относительно слабо — от дифракционной длины. В то же время максимальная плотность электронов в плазменном образовании при малых дифракционных длинах сильно зависит от z_d , как видно из рис. 8б. Это объясняется очень резкой зависимостью плотности N_e от интенсивности при постоянной длительности импульса (см. формулу (13)). Это же позволяет оценить, по крайней мере, грубо, условия, при которых нелинейный показатель преломления играет второстепенную роль. Мы полагаем, что такое условие можно записать в виде $P_{cr}/S_0 < I_{max}$, где S_0 — сечение невозмущенного пучка в перетяжке. В случае гауссова пучка это условие можно привести к виду

$$\frac{z_d}{\lambda} < \frac{n_0}{\pi n_2 I_{max}}. \quad (17)$$

По результатам расчетов (см. рис. 3, 7а) в кварце при длительности импульса 60 фс интенсивность $I_{max} \approx 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см², следовательно $n_0/\pi n_2 I_{max} \approx 35$. Таким образом, в данных условиях роль нелинейной добавки к показателю преломления $n_2 I$ мала при $z_d < 35\lambda$. Как видно из описанного выше, численные результаты подтверждают справедливость этой оценки. Естественно, интенсивность I_{max} зависит от длительности импульса. Например, используя те же предполо-

жения, что и при выводе формулы (13), и полагая $I_{max}\tau > \mathcal{E}_0$, можно получить для интенсивности I_{max} следующее уравнение:

$$\frac{w_f(I_{max})}{I_{max}} \mathcal{E}_0 \exp \frac{I_{max}\tau}{\mathcal{E}_0} \approx N_{max}, \quad (18)$$

где N_{max} определяется формулой (16). Ввиду очень резкой зависимости левой части уравнения от максимальной интенсивности I_{max} изменение правой части уравнения, например, на порядок, приводит лишь к незначительному изменению корня I_{max} . Таким образом, в случае жесткой фокусировки (т. е. при выполнении условия (17)) максимальная интенсивность света в среде слабо зависит от z_d , в то время как пиковая плотность плазмы зависит от z_d сильно.

5.2. Зависимость предельной концентрации свободных электронов и предельной интенсивности света в среде от длины волны света и типа нелинейной среды

Полученные с помощью численных расчетов зависимости предельной плотности плазмы и максимальной интенсивности света в плавленом кварце от несущей длины волны лазерного импульса иллюстрирует рис. 9. На рис. 9а представлены зависимости предельной интенсивности света I_{max} от входной мощности в случае двух различных значений несущей длины волны света $\lambda_{01} = 0.78$ мкм и

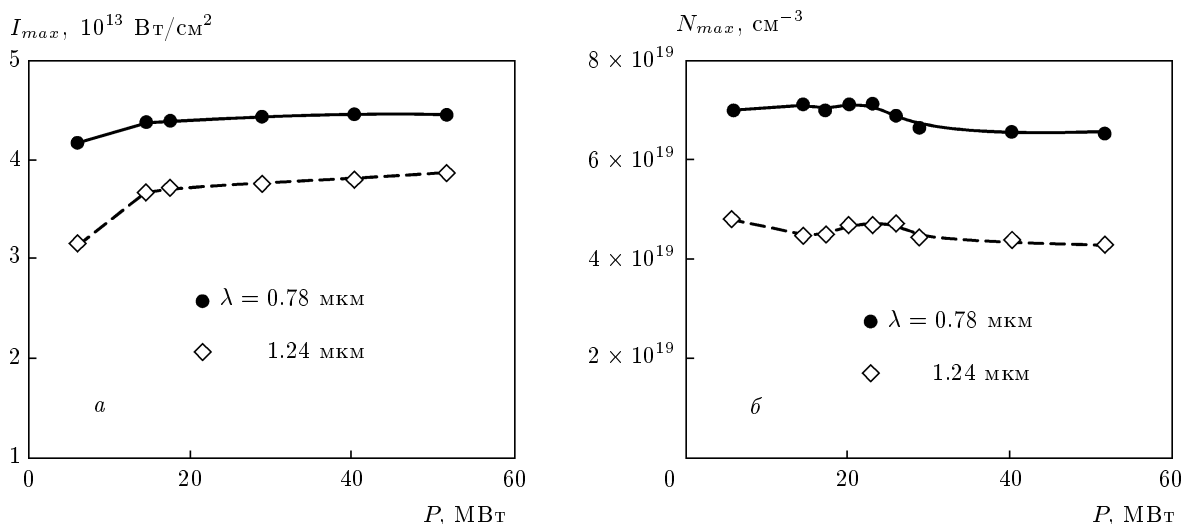


Рис. 9. Зависимости максимальной интенсивности света I_{max} (а), максимальной плотности электронов N_{max} (б) в плавленом кварце от начальной мощности светового пакета при различных значениях длины волны света и фиксированной дифракционной длине $z_d = 21.5$ мкм

$\lambda_{02} = 1.24$ мкм при фиксированной дифракционной длине пучка $z_d = 21.5$ мкм. Из этих зависимостей видно, что I_{max} тем больше, чем меньше длина волны света при фиксированной входной мощности импульса. Главным образом, это связано с преобладающей ролью лавинной ионизации в конденсированной среде. Сечение поглощения света электроном в результате лавинной ионизации пропорционально квадрату длины волны света. Таким образом, при больших длинах волн лавинная ионизация происходит более эффективно и интенсивности света, достигаемые в среде, оказываются меньше. Кроме того, поляризуемость электрона также пропорциональна квадрату длины волны света, что приводит к уменьшению линейного показателя преломления среды с увеличением длины волны. Это, в свою очередь, означает, что при больших длинах волн расходимость (рассеяние) света в среде оказывается выше, а предельные интенсивности — меньше.

На рис. 9б представлены аналогичные зависимости предельной концентрации свободных электронов в плавленом кварце от входной мощности в случае двух различных значений несущей длины волны света $\lambda_{01} = 0.78$ мкм и $\lambda_{02} = 1.24$ мкм при $z_d = 21.5$ мкм. Видно, что предельная концентрация свободных электронов в среде также уменьшается с увеличением длины волны света. Как видно из формулы (16), которую можно записать в виде $N_{max} \approx N_c n_0^2 \theta^2$, предельная плотность электронов ограничена критической плотностью, обратно про-

Таблица. Значения нелинейного показателя преломления и потенциала ионизации для различных сред

Среда	n_0	$n_2, 10^{-16} \text{ см}^2/\text{ВТ}$	$U, \text{ эВ}$
Плавленый кварц	1.454	3.54	8
Вода	1.329	2.7	13
KDP	1.502	2.5	7
LiF	1.389	1.07	13

порциональной квадрату длины волны. С увеличением длины волны критическая плотность, а следовательно, и предельная плотность электронов в среде уменьшаются.

Из формулы (13) следует, что предельная плотность плазмы и максимальная интенсивность света в среде зависят также от потенциала ионизации среды. Результаты расчетов предельных параметров для различных типов нелинейной среды иллюстрируются рис. 10. В экспериментальных и теоретических работах по распространению фемтосекундных световых пакетов в конденсированных средах в качестве оптического материала чаще всего используется плавленый кварц. Ряд экспериментов выполнен с кристаллами, стеклами и водой [32]. В таблице приведены значения линейного и нелинейного показателей преломления [33] и потенциала ионизации

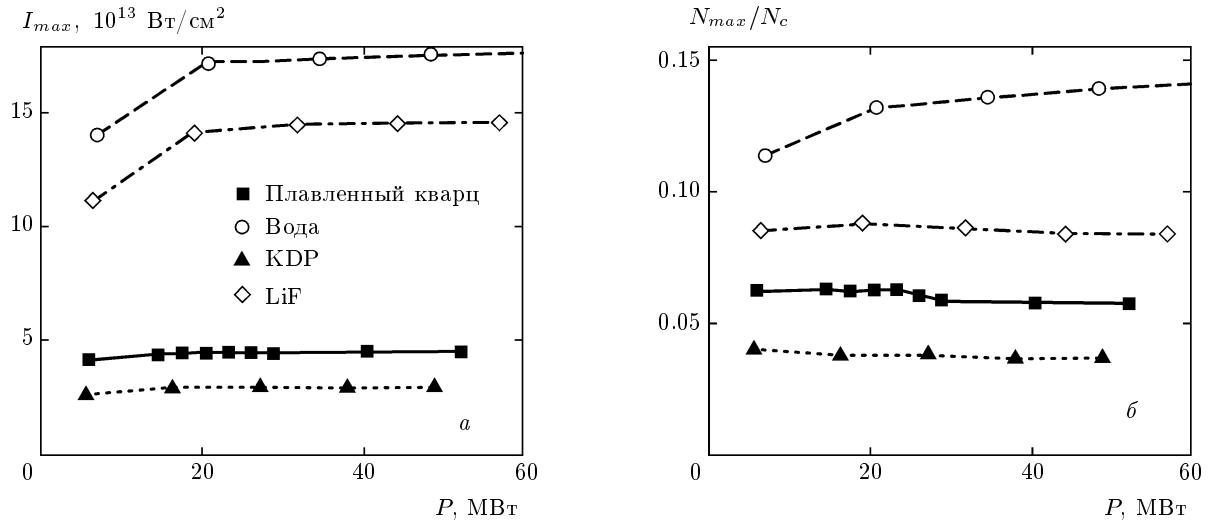


Рис. 10. Зависимости максимальной интенсивности света (а), максимальной плотности электронов (б) от начальной мощности светового пакета при его распространении в различных средах

ции [34] для сред, использовавшихся в численном моделировании. На рис. 10а представлены зависимости предельной интенсивности I_{max} от мощности для различных сред. Дифракционная длина пучка во всех случаях составляла $40\lambda_0/n_0$ ($\lambda_0 = 0.78$ мкм), так что $z_d = 21.5$ мкм для плавленого кварца, $z_d = 23.47$ мкм для воды, $z_d = 20.77$ мкм для кристалла KDP, $z_d = 22.46$ мкм для LiF (так как различия между значениями z_d для разных сред малы, ее можно считать фиксированной). На рис. 10б показаны аналогичные зависимости для предельной плотности N_{max} при тех же параметрах. Представленные численные результаты показывают, что для сред с близкими значениями нелинейного показателя преломления при фиксированных параметрах светового пакета предельная интенсивность света и предельная плотность свободных электронов в среде увеличиваются с ростом потенциала ионизации среды.

5.3. Геометрия плазменных образований при различных значениях мощности света и дифракционной длины пучка

В данном разделе представлены результаты численных расчетов зависимостей геометрических размеров и положения плазменного образования от входной мощности и дифракционной длины светового пучка. Характер распределения плотности плазмы вдоль оси пучка (см. рис. 6а,в) позволяет говорить о границах плазменного образования, а следо-

вательно, о его длине, диаметре и положении в пространстве. Далее границы плазменных образований определялись по зависимостям, аналогичным показанной на рис. 6а. При этом предполагалось, что границы расположены в точках, в которых плотность плазмы вдвое ниже максимальной. Зависимости длины, а также положения центра, передней и задней границ области плазмообразования от входной мощности светового пакета при различных значениях его дифракционной длины показаны на рис. 11. Видно, что при фиксированной дифракционной длине с ростом мощности импульса передняя граница плазмы перемещается в сторону входной границы среды, в то время как задняя граница плазмы перемещается в противоположном направлении. При этом при больших дифракционных длинах $z_d > 6\lambda$ перемещение задней границы очень незначительно (лишь на начальном этапе она несколько смещается в сторону выходной границы среды). При малых же дифракционных длинах $z_d < 6\lambda$ смещение задней границы становится сравнимым с перемещением передней границы и даже превышает его (см. рис. 11а). Здесь следует заметить, что при $z_d = 3\lambda$ угол расходимости пучка близок к $1/3$ радиана, поэтому на приведенную зависимость, по-видимому, уже влияют ошибки, связанные с использованием скалярной модели поля. Кроме того, численные результаты показывают, что при фиксированной входной мощности ширина плазменного канала не зависит от дифракционной длины пучка, в то время как длина плазменного канала увеличивается с ростом

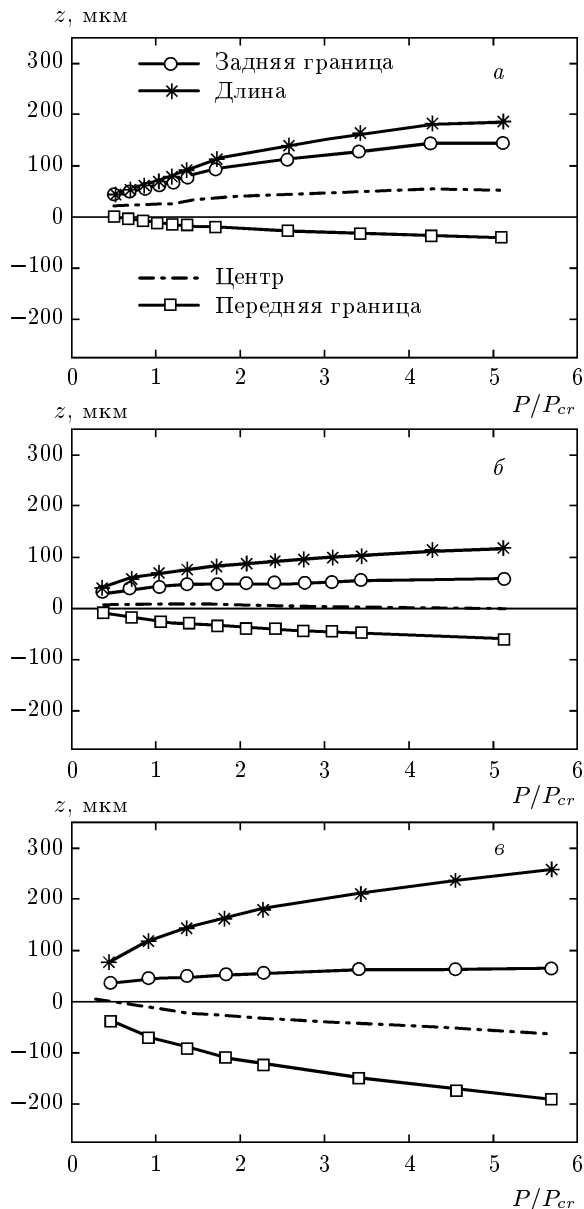


Рис. 11. Зависимости положения и длины плазменного образования от входной мощности при $z_d = 3\lambda$ (а), 6λ (б), 40λ (в)

дифракционной длины пучка. При фиксированной дифракционной длине с ростом входной мощности ширина и длина плазменного канала увеличиваются.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты численных расчетов позволяют сделать следующие выводы. При распространении остро сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конден-

сированной среде эффективность воздействия света на среду увеличивается с ростом числовой апертуры фокусирующей оптики. При этом реализуются высокие концентрации свободных зарядов, близкие к критической.

В зависимости от параметров входного пучка возможны различные режимы его распространения в нелинейной среде. С точки зрения управления параметрами плазменных образований, формирующихся в среде около нелинейного фокуса и ограничивающих фокусировку пучка, наиболее эффективным оказывается однофокусный режим распространения, реализующийся при мощностях светового импульса, не превышающих некоторой предельной мощности, значение которой зависит от структуры светового пучка на входе в среду (от жесткости фокусировки). При этом формирование плазмы в прозрачном диэлектрике происходит в малой области, длина и диаметр которой увеличиваются с ростом мощности. При достаточно жесткой фокусировке пучка плазма с плотностью, достаточной для реализации необратимых остаточных изменений материала, может образовываться и при мощностях, в несколько раз меньших критической мощности самофокусировки. Естественно, при докритических мощностях возможен только однофокусный режим распространения. В области закритических мощностей однофокусный режим характеризуется следующими важными особенностями.

1. Предельная интенсивность света в среде очень слабо зависит от входной мощности лазерного импульса и структуры пучка. Предельная плотность свободных электронов также практически не зависит от мощности лазерного импульса, однако сильно зависит от дифракционной длины пучка. При малых дифракционных длинах (по результатам расчетов приблизительно $z_d < 30\lambda_0$) эта зависимость близка к гиперболической.

2. При фиксированных параметрах светового пучка предельная интенсивность света в среде и предельная плотность свободных электронов уменьшаются с увеличением длины волны света. Связано это с сильной (квадратичной) зависимостью от длины волны как поляризуемости электрона, так и сечения поглощения света электроном, а также с высокой ролью лавинной ионизации в конденсированной среде.

3. Для сред с близкими значениями нелинейного показателя преломления при фиксированных параметрах светового пакета предельная интенсивность света и предельная плотность свободных электронов в среде увеличиваются с ростом потенциала ионизации среды.

Кроме того, варьируя структуру и мощность входного лазерного пучка, можно изменять в широких пределах размеры плазменных образований и их положение в объеме среды. Поскольку структура и глубина остаточных превращений материала напрямую связана с параметрами плазменных образований, таким образом можно в принципе управлять и геометрией остаточных структурных изменений среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-01245-а, 08-02-01137-а, 06-02-08039).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T.-H. Her, J. P. Callan, and E. Mazur, *Opt. Lett.* **21**, 2023 (1996).
2. E. N. Glezer and E. Mazur, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 882 (1997).
3. M. Lenzner, L. J. Kruger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, L. G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076 (1998).
4. A. C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, and G. Mourou, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3883 (1999).
5. C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garcia, and E. Mazur, *Opt. Lett.* **26**, 93 (2000).
6. S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 213902 (2001).
7. M. R. Jannarkar, *Opt. Comm.* **195**, 273 (2001).
8. L. Sudrie, A. Couaïron, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 186601 (2002).
9. A. Couaïron, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. B* **71**, 125435 (2005).
10. В. М. Гордиенко, И. А. Макаров, П. М. Михеев, В. С. Сырцов, А. А. Шашков, *КЭ* **35**, 627 (2005).
11. J. B. Ashcom, R. R. Gattass, C. B. Schaffer, and E. Mazur, *J. Opt. Soc. Amer. B* **23**, 2317 (2006).
12. S. Joudkakis, K. Nishimura, S. Tanaka, H. Misawa, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 166101 (2006).
13. K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, *Opt. Lett.* **21**, 1729 (1996).
14. D. Homoelle, S. Wielandy, A. I. Gaeta, N. F. Borrelli, and C. Smith, *Opt. Lett.* **24**, 1311 (1999).
15. L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Opt. Comm.* **171**, 279 (1999).
16. S. Joudkakis, A. V. Rode, E. G. Gamaly, S. Matsuo, and H. Misawa, *Appl. Phys. B* **77**, 361 (2003).
17. L. Berge, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, *Rep. Progr. Phys.* **70**, 1633 (2007).
18. S. L. Chin, S. Petit, W. Liu, A. Iwasaki, M.-C. Nadeau, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and K. Yu. Andrianov, *Opt. Comm.* **210**, 329 (2002).
19. K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quant. Electron.* **25**, 2665 (1989).
20. R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 1159 (1989).
21. Q. Sun, H. Jiang, Z. W. Y. Liu, H. Yang et al., *Opt. Lett.* **30**, 320 (2005).
22. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
23. D. Du, X. Liu, and G. Mourou, *Appl. Phys. B* **63**, 617 (1996).
24. P. Audebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santos et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1990 (1994).
25. В. А. Квливидзе, С. С. Красильников, *Введение в физику атомных столкновений*, Изд-во МГУ, Москва (1985).
26. B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2248 (1995).
27. M. Lenzner, L. J. Kruger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, L. G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076 (1998).
28. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
29. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, *Opt. Lett.* **20**, 73 (1995).
30. W. G. Wagner, H. A. Haus, and J. H. Marburger, *Phys. Rev.* **175**, 256 (1968); J. H. Marburger, *Progr. Quant. Electron.* **4**, 35 (1975).
31. Ц. Чжэн, Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 452 (2007).
32. V. M. Gordienko, I. A. Makarov, P. M. Mikheev, and A. B. Savel'ev, *Proc. SPIE* **5399**, 96 (2004).
33. R. Adair, L. L. Chase, and S. A. Payne, *Phys. Rev. B* **39**, 3337 (1989).
34. V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer, Berlin (1997).