

Ионизационная трансформация спектра и компрессия мощных фемтосекундных лазерных импульсов в экспериментах по распространению в газонаполненных диэлектрических капиллярах

А. А. Бабин, Д. В. Карташов¹⁾, А. М. Киселев, В. В. Ложкарев, А. М. Сергеев, А. А. Солодов, А. Н. Степанов

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 23 августа 2002 г.

После переработки 30 сентября 2002 г.

Проведено исследование распространения интенсивного ($I \leq 10^{16}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения с длительностью ~ 100 фс через газонаполненные диэлектрические капилляры. Продемонстрирована транспортировка излучения мощностью до 0.2 ТВт на трассах длиной до 20 см с эффективностью прохождения $\sim 45\%$ и поперечной структурой пучка на выходе, близкой к фундаментальной моде капилляра, в условиях ионизации газа. Исследована трансформация спектра лазерного импульса в зависимости от входной интенсивности. Экспериментально продемонстрирована компрессия импульсов до длительности ~ 30 фс за счет компенсации ионизационной фазовой самомодуляции в линейном дисперсионном элементе на выходе капилляра.

PACS: 51.70.+f, 62.65.Re

Проблема увеличения длины взаимодействия высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с веществом по сравнению с рэлеевской длиной, определяемой дифракцией, возникает в целом ряде физических задач, таких как генерация плазменных волн большой амплитуды для ускорения электронов [1], создание рентгеновских лазеров [2] и т. д. Было предложено несколько способов решения этой задачи. В частности, исследовалось прохождение мощного лазерного излучения в предварительно созданных плазменных каналах (см., например, [3, 4]). Одним из эффективных способов транспортировки мощного лазерного излучения на расстояния, существенно превышающие рэлеевскую длину, является использование полых диэлектрических волноводов (капилляров). Так, в работах [5, 6] осуществлена транспортировка лазерного излучения тераваттного уровня мощности в вакуумных капиллярах на расстояние, в десятки раз превышающее рэлеевскую длину. Первые результаты по прохождению мощного фемтосекундного лазерного излучения в газонаполненных диэлектрических капиллярах были получены в работах [7, 8]. В этих работах детально исследовалось влияние ионизации газа на эффективность транспортировки и пространственное распределение интенсивности выходного излучения в зависимости от давления газа, диаметра и длины капилляра. В настоящей работе основное внимание было

скоцентрировано на экспериментальном исследовании нелинейной трансформации спектра интенсивного ($I \leq 10^{16}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения, происходящей при ионизации газов, заполняющих капилляр.

Известно, что при распространении интенсивного лазерного излучения, производящего ионизацию, в газе происходит обогащение спектра излучения более короткими длинами волн по сравнению с исходным спектром [9]. Большая длина взаимодействия лазерного излучения с газом, достигаемая при распространении излучения в капилляре, позволяет при относительно низких давлениях газа (единицы торр) и концентрации плазмы достичь величин уширения и сдвига спектра импульса в коротковолновую область больше, чем в известных экспериментах с фокусировкой мощного лазерного излучения в плотные газы [9]. Уширение спектра лазерного импульса за счет нелинейного механизма фазовой самомодуляции, обусловленного полевой ионизацией газа, может быть использовано для последующей компрессии импульса линейными дисперсионными элементами [10]. В представляемой работе впервые экспериментально реализована такая схема компрессии мощного лазерного излучения.

В экспериментах использовался фемтосекундный лазерный комплекс на кристаллах Ti:Sa, основанный на усилении chirпованного импульса и его последующем сжатии [11]. Основные параметры лазерных импульсов были следующими: энергия импульса $W \leq$

¹⁾e-mail: dekart@ufp.appl.sci-nnov.ru

20 мДж, длина волны излучения $\lambda = 0.8$ мкм, длительность импульса $\tau \approx 85$ фс, частота повторения $F = 10$ Гц. Диаметр пучка на выходе лазерной системы D составлял величину 14 мм. Лазерное излучение вводилось в вакуумную камеру, откачиваемую до давлений 10^{-4} торр, и фокусировалось сферическим зеркалом на входной торец капилляра. Капилляр помещался на трехкоординатной подвижке с угловыми подстройками. Увеличенное изображение выходного торца капилляра переносилось при помощи другого сферического зеркала на 12-битную CCD камеру и входную щель спектрографа. Камера позволяла контролировать настройку прохождения лазерного излучения через капилляр и исследовать пространственную структуру прошедшего излучения. Регистрация спектра осуществлялась CCD линейкой, установленной на выходе спектрографа. Падающая и прошедшая через капилляр энергии измерялись калиброванными фотодиодами. В экспериментах использовались инертные газы He и Ag.

Одним из основных свойств капилляра как волновода является принципиальное наличие потерь энергии, связанное с утечкой части излучения в оболочку [12]. Эффективность прохождения излучения через капилляр η (отношение энергии излучения на выходе капилляра к энергии на входе) определяется эффективностью преобразования входного лазерного пучка в моду η_{ex} и потерями энергии при распространении в капилляре: $\eta = \eta_{ex} e^{-\gamma L}$, где γ – коэффициент затухания энергии в капилляре. Для основной моды EH_{11} стеклянного капилляра диаметром $d = 100$ мкм и длиной $L = 20$ см, с которым было выполнено большинство экспериментов, расчетное значение экспоненциального множителя равно 0.65. Эффективность возбуждения моды определялась путем вычисления интеграла перекрытия экспериментально измеренного распределения сфокусированного на входе в капилляр пучка с распределением моды EH_{11} . Она оказалась равной $\eta_{ex} = 0.7$, что при учете потерь излучения при распространении в капилляре дает величину эффективности прохождения $\eta = 0.45$. На рис.1 представлена экспериментальная зависимость эффективности прохождения фемтосекундного излучения через откачанный капилляр и капилляр, заполненный Ag (при давлении 1 торр), от энергии в падающем импульсе. Аналогичные результаты были получены с He при давлении до 3 торр. Как следует из рис.1, при исследуемых давлениях возникновение плазмы в процессе ионизации газа не сказывается на эффективности прохождения излучения через капилляр. Это говорит о малости потерь энергии, связанных с возникновением плазмы, что согласуется с те-

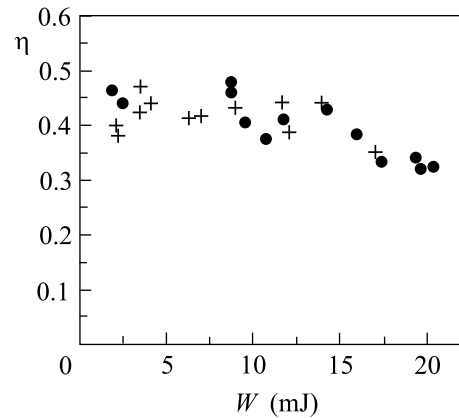


Рис.1. Эффективность прохождения излучения через откачанный капилляр (●) и заполненный Ag под давлением 1 торр (+). Ионизация газа наблюдалась при энергии свыше 1 мДж

оретическими оценками. Наблюдающееся снижение эффективности прохождения при энергии в импульсе ≥ 15 мДж связано с искажением фазового фронта из-за керровской нелинейности на трассе распространения в воздухе до входа в вакуумную камеру и во входном окне вакуумной камеры.

Известно, что возникающая в области фокуса лазерная плазма из-за рефракции может существенно изменить процесс распространения излучения за фокусом. Концентрация плазмы n_m , начиная с которой рефракция становится существенной, может быть оценена следующим образом [13]:

$$n_m = n_c \theta^2, \quad (1)$$

где n_c – критическая концентрация плазмы, θ – половина угла сходимости сфокусированного излучения. В экспериментах с капилляром диаметром 100 мкм $n_m \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлению газа (при однократной ионизации) $p_m \approx 10$ торр. Наш опыт показывает, что в случае, когда давление газа было больше или порядка p_m , значительно снижалась эффективность прохождения излучения через капилляр и происходило быстрое (за несколько выстрелов) разрушение входного торца капилляра. Поэтому эксперименты были ограничены давлениями, в несколько раз меньше предельного p_m .

Важной характеристикой процесса распространения мощного лазерного излучения через капилляр является пространственная структура выходного пучка. На рис.2 изображено пространственное распределение лазерного излучения на выходе капилляра (среднее за время импульса) при энергии в падающем импульсе $W = 20$ мДж для капилляра, находящегося в вакууме (тонкая линия) и заполненного Ag

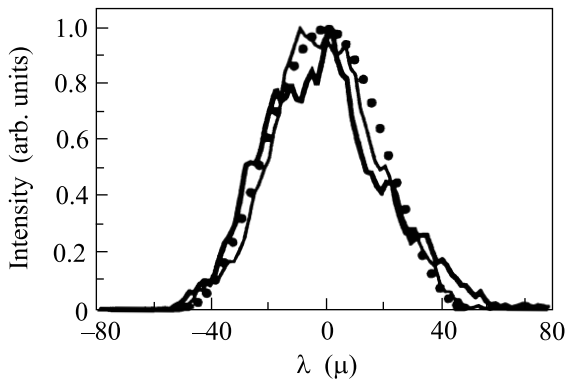


Рис.2. Поперечное распределение интенсивности в пучке на выходе откачанного капилляра (тонкая линия) и заполненного Ar под давлением 1 торр (жирная линия). Точками приведено распределение интенсивности в фундаментальной моде EH_{11}

при давлении 1 торр (жирная линия). Точками на рисунке изображен квадрат функции Бесселя нулевого порядка $J_0^2(r)$, описывающий распределение интенсивности излучения в фундаментальной моде капилляра EH_{11} . Сравнение зависимостей показывает, что в наших экспериментах поперечная структура пучка на выходе капилляра была близка к структуре фундаментальной моды, в том числе и в условиях ионизации газа. Это означает правильность выбора рабочего давления газа в соответствии с формулой (1).

На рис.3 представлен спектр лазерного импульса, прошедшего через капилляр, заполненный Ar при

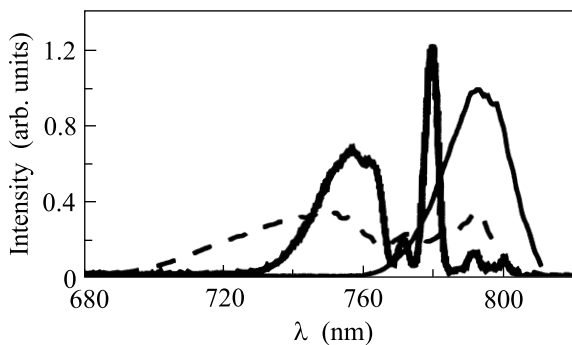


Рис.3. Спектр лазерного импульса на выходе капилляра, заполненного Ar под давлением 1 торр при входной энергии в импульсе 1 мДж (тонкая линия), 5 мДж (жирная линия) и 12 мДж (штриховая линия), λ – длина волны

давлении $p = 1$ торр, при разных входных энергиях. При энергии в импульсе, недостаточной для ионизации газа, спектр излучения на выходе капилляра совпадал со спектром, полученным в случае откачанного капилляра (тонкая линия на рис.3). При превыше-

нии порога ионизации спектр выходного излучения смещался в сторону коротких длин волн. При увеличении энергии в падающем импульсе максимальная величина сдвига спектральных компонент увеличивалась. Максимальная величина сдвига “центра масс” спектра на выходе капилляра достигала $\Delta\lambda \approx 20 - 30$ нм, что составляет 2–3 ширины спектра импульса на входе в капилляр. Эффективная ширина спектра увеличивалась по сравнению с исходной в несколько раз. В He качественно поведение спектра было аналогичным, но в силу более высокого потенциала ионизации He изменения в спектре, подобные изменениям в Ar, происходили при более высоких энергиях в падающем импульсе и величина максимального сдвига в коротковолновую область была меньше.

Мы выполнили численное моделирование процесса распространения лазерных импульсов в капилляре в условиях эксперимента. Для исследования динамики лазерного импульса в капилляре было использовано параксиальное уравнение для комплексной огибающей высокочастотного электрического поля ($\mathbf{E} = \mathbf{x}_0 \hat{E} \exp(-i\omega_0\tau) + \text{к.с.}$) и уравнения ионизационного баланса:

$$\left[\frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial z} \left(i\omega_0 - \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + \nabla_{\perp}^2 \right] \hat{E} = k_p^2 \hat{E}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial \tau} = (1 - \sum n_i) W_1(\hat{E}) - n_1 W_2(\hat{E}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial \tau} = n_{i-1} W_i(\hat{E}) - n_i W_{i+1}(\hat{E}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_K}{\partial \tau} = n_{K-1} W_K(\hat{E}), \quad (5)$$

где $\tau = t - z/c$, ω_0 – начальная частота поля, $k_p = \omega_p/c$, ω_p – плазменная частота, c – скорость света, n_i – концентрация ионов заряда кратности i , W_i – вероятность ионизации i -кратного иона, K – максимальная кратность ионизации. Для учета сдвига частоты ионизирующего излучения мы сохранили в этом уравнении слагаемое с $\partial^2/\partial z \partial \tau$ (малое для квазимонохроматического поля). В диапазоне интенсивностей лазерного излучения, используемых в эксперименте, ионизация газа является туннельной, и для нахождения скорости ионизации атомов и ионов использовалась формула ADK [14] с поправочными коэффициентами для интенсивности, полученными в [15].

На рис.4 приведено распределение спектральной интенсивности выходного импульса, полученное в

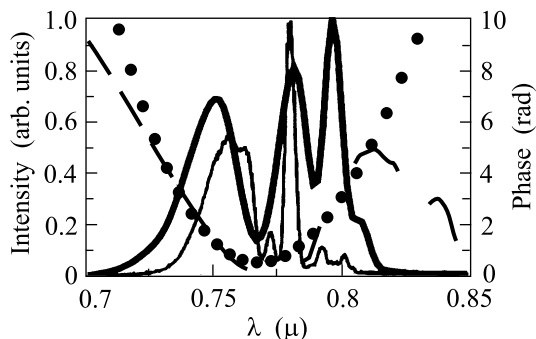


Рис.4. Спектральная интенсивность (жирная линия) и фаза (штриховая линия) импульса на выходе из капилляра, усредненные по сечению, и параболическая аппроксимация зависимости фазы от частоты (точки). Тонкой линией представлен экспериментально полученный спектр

численном моделировании, при условиях, соответствующих эксперименту, и энергии входного импульса 3.5 мДж. Как следует из рис.4, результаты численного расчета находятся в хорошем качественном согласии с экспериментом. Одним из основных результатов, полученных в расчетах, является близкая к квадратичной зависимость спектральной фазы от длины волны, что согласуется с результатами работы [10], где была предложена идея компрессии мощного лазерного излучения за счет компенсации фазовой самомодуляции, обусловленной ионизационной нелинейностью. Такая зависимость спектральной фазы от длины волны в выходном импульсе означает, что частотную модуляцию, обусловленную нелинейным процессом ионизации газа в капилляре, можно в значительной мере скомпенсировать при распространении импульса в линейной среде с нормальным законом дисперсии (например, в кварцевом стекле соответствующей толщины). На рис.5 приведено расчетное распределение интенсивности импульса (на оси) после компенсации квадратичной фазы при прохождении через кварцевую пластину толщиной 3 см и распределение интенсивности исходного импульса с выхода капилляра. Видно, что компрессия импульса достаточно эффективна: длительность импульса после компрессии по уровню половины максимального значения интенсивности примерно в 4.5 раза меньше, чем на входе в капилляр.

Для проверки возможности реализации этого эффекта была проведена дополнительная серия экспериментов. В измерительную схему встраивался одноимпульсный автокоррелятор, на который подавалась часть пучка с выхода капилляра, сколлимированная длиннофокусным зеркалом (фокусное расстояние 81 см). Для компрессии импульсов на входе ав-

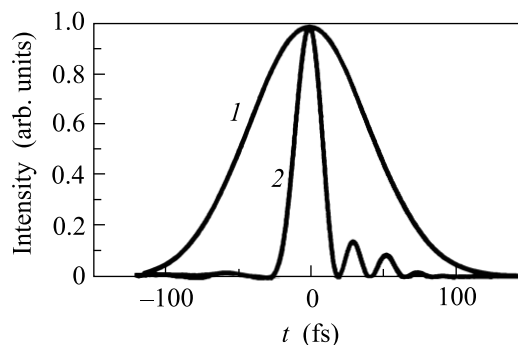


Рис.5. Огибающая импульса (на оси) при компенсации квадратичной зависимости спектральной фазы от частоты (2) и огибающая исходного импульса (1)

токоррелятора помещались компенсирующие кварцевые плоскопараллельные пластины различной толщины. На рис.6 приведена автокорреляционная функция (АКФ) выходного импульса со спектром, пред-

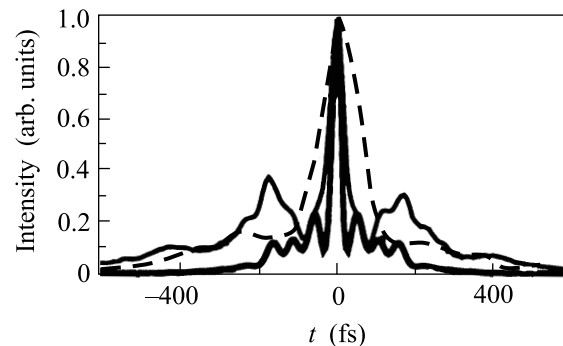


Рис.6. Автокорреляционная функция скомпрессированного импульса (тонкая линия). Штриховой линией представлена автокорреляционная функция импульса, прошедшего через откачанный капилляр. Жирной линией представлен результат оптимальной компрессии

ставленным на рис.3 жирной линией, при толщине компенсирующей пластины 3 см. Как следует из рис.6, длительность импульса уменьшилась до $\tau \approx 35$ фс, то есть почти в три раза по сравнению с исходной. Входная энергия в импульсе при этом составляла 5 мДж, а энергия скомпрессированного импульса, с учетом потерь в капилляре, ≈ 2 мДж. При этом, как показывают оценки, величина нелинейного набега фазы, связанного с керровским механизмом нелинейности в кварце, составила ≤ 1 , поэтому влиянием самофокусировочной нелинейности на временные и спектральные характеристики импульса можно пренебречь. Из рис.6 следует, что наряду с узкой скомпрессированной частью в АКФ присут-

ствуют крылья, содержащие заметную долю энергии выходного сигнала. Эти крылья обусловлены неполной компенсацией фазы с помощью кварцевой пластинки. Неидеальность компенсации фазы обусловлена как качеством входного импульса, так и неидеальностью компрессии с помощью стеклянной пластинки. Полная компенсация фазы позволяет достичь оптимальной компрессии импульса, когда его длительность определяется только шириной спектра. Результат оптимальной компрессии может быть получен обратным фурье-преобразованием спектра, измеренного одновременно с АКФ. Как следует из рис.6, при оптимальной компрессии можно получить длительность сжатого импульса примерно в 4 раза меньше длительности исходного лазерного импульса, что составляет 20 фс. Важно отметить, что компрессия импульса по сечению пучка была однородной, что свидетельствует о квазиодномодовом режиме распространения излучения в капилляре и малости влияния керровской нелинейности в компенсирующей пластине на параметры излучения.

Следует отметить, что в настоящее время реализованы схемы компрессии, основанные на керровском механизме нелинейной фазовой самомодуляции мощного лазерного излучения, распространяющегося в капиллярах, заполненных газом высокого давления (несколько атмосфер) [16, 17]. При этом максимальная энергия лазерного импульса, распространяющегося в капилляре, ограничена порогом ионизации газа. В частности, в работе [17], результаты которой являются одними из лучших, после компрессии лазерных импульсов с выхода капилляра достигнуты длительности в 5 фс при энергии в скомпрессированных импульсах ≈ 0.5 мДж и начальной длительности 20 фс. Результаты, полученные в настоящей работе, являются экспериментальной демонстрацией схемы компрессии мощных лазерных импульсов, основанной на ионизационном механизме нелинейной фазовой самомодуляции в капиллярах, заполненных газом низкого давления. В этой схеме отсутствует ограничение на энергию лазерных импульсов, распространяющихся по капилляру, что открывает дорогу для получения предельно коротких световых импульсов с высоким (≥ 1 мДж) уровнем энергии.

Таким образом, в настоящей работе проведено экспериментальное исследование трансформации спектра интенсивного фемтосекундного лазерного импульса при распространении в газонаполненном диэлектрическом капилляре в условиях, когда ионизация газа не влияет на эффективность прохожде-

ния излучения. Показано, что происходит значительное (в несколько раз) уширение исходного спектра при сдвиге “центра масс” в сторону коротких длин волн. Результаты численного моделирования качественно хорошо согласуются с экспериментом. Экспериментально продемонстрировано сжатие выходного импульса в несколько раз за счет компенсации фазовой модуляции, возникающей благодаря нелинейному процессу полевой ионизации газа. Полученные результаты открывают путь к генерации ультракоротких лазерных импульсов с длительностью ≤ 10 фс и энергией в десятки миллиджоулей.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 02-02-16065, # 01-02-17512, # 02-02-06317, # 01-02-18006), Российской академии наук # 1999-37 и INTAS # 97-10236.

1. E. Esarey, P. Sprangle, J. Kroll, and A. Ting, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
2. B. Lemoff, G. Yin, C. Gordon III et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574 (1995).
3. H. Milchberg, T. Clark, C. Durfee et al., *Phys. Plasmas* **3**, 2149 (1996).
4. S. Hooker, D. Spence, and R. Smith., *J. Opt. Soc. Am.* **B17**, 90 (2000).
5. S. Jackel, R. Burris, J. Grun et al., *Opt. Lett.* **20**, 1086 (1995).
6. M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard et al., *Phys. Rev.* **E57**, R4899 (1998).
7. F. Dorchies, J. R. Marques, B. Cros et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4655 (1999).
8. B. Cros, C. Courtois, G. Malka et al., *IEEE Trans. on Plasma Sc.* **28**, 1071 (2000).
9. Wm. Wood, C. Siders, and M. Downer, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3523 (1991).
10. G. Tempea and T. Brabec, *Opt. Lett.* **23**, 1286 (1998).
11. А. А. Бабин, А. М. Киселев, А. М. Сергеев, А. Н. Степанов, *Квантовая Электроника* **31**, 623 (2001).
12. E. Marcetili and R. Schmeltzer, *Bell Syst. Techn. Journ.* **43**, 1783 (1964).
13. В. Б. Гильденбург, *ЖЭТФ* **78**, 952 (1980).
14. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **91**, 2008 (1986).
15. S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chin, *J. Opt. Soc. Am.* **B8**, 858 (1991).
16. M. Nisoli, S. DeSilvestri, O. Svelto et al., *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
17. S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner et al., *Opt. Lett.* **22**, 1562 (1997).