

Ионизационная самокомпрессия интенсивных фемтосекундных импульсов при распространении через газонаполненные диэлектрические капилляры

С. А. Скобелев¹⁾, Д. И. Кулагин, А. Н. Степанов, А. В. Ким, А. М. Сергеев, Н. Е. Андреев⁺

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

⁺Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2009 г.

После переработки 20 апреля 2009 г.

Экспериментально и теоретически исследован механизм ионизационной самокомпрессии фемтосекундных лазерных импульсов, распространяющихся в условиях полого диэлектрического капилляра заполненного газом. В частности, экспериментально продемонстрирована двукратная самокомпрессия лазерного импульса с 76 до 40 фс. Разработана теоретическая модель, объясняющая механизм такой самокомпрессии и дающая хорошее согласие с экспериментальными данными. Модель также предсказывает, что в оптимальном режиме возможна генерация лазерного импульса длительностью менее 10 фс с энергетической эффективностью, превышающей эффективность широко обсуждаемой в последнее время самокомпрессии на филаменте.

PACS: 42.65.–k, 42.65.Re, 52.38.Nb

1. Развитие методов компрессии оптических импульсов в фемтосекундном интервале длительностей является одной из важных задач лазерной физики, которая привлекла к себе значительное внимание в последние годы (см., например, [1]). Оптические импульсы с длительностью менее 10 фс востребованы в самых различных областях, как фундаментальных, так и прикладных исследований, от спектроскопии с высоким временным разрешением, позволяющей исследовать быстротекающие процессы [2], до лазерных методов ускорения частиц [3]. Особо отметим важность предельно коротких импульсов миллиджоульного уровня, которые в настоящее время остро востребованы для проведения ряда научных исследований и, в первую очередь, для генерации аттосекундных [4, 5] и терагерцовых [6] импульсов.

В самом процессе компрессии удобно выделить два основных момента – спектральное уширение и собственно сжатие импульса. В силу определенной взаимозависимости между длительностью импульса и его спектральной шириной сильное спектральное уширение является необходимым условием получения наиболее короткого импульса. Для увеличения спектральной ширины лазерного импульса обычно используют различного типа нелинейные механизмы его уширения, в частности, для мощных импульсов предложено использовать полые диэлектрические

капилляры, заполненные газообразной средой, в которой преобладают керровская [7] или ионизационная [8, 9] нелинейности. Однако само по себе уширение автоматически не ведет к укорочению импульса – необходимы специальные меры, позволяющие компенсировать дисперсию групповой скорости. Для непосредственного сжатия обычно используют пару призм или дифракционных решеток. Для получения предельно коротких импульсов также эффективно применение зеркал с управляемой дисперсией. Однако в последние годы весьма активно обсуждаются различные схемы самокомпрессии, также использующие керровскую [10] и ионизационные [11] нелинейности. По-видимому, лучшие результаты, достигнутые на сегодняшний день, связаны с самокомпрессией лазерного импульса на одиночной филаменте, формирующейся в газе сравнительно высокого давления при мощности исходного импульса, не сильно превышающей критическую для самофокусировки [12]. Тем не менее, как показывает детальный анализ, проведенный в [13, 14], энергетическая эффективность такого метода невысока и составляет несколько процентов. В отличие от данной схемы мы провели экспериментальные и теоретические исследования эффекта ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерного импульса, реализующегося при распространении фемтосекундного излучения в условиях полого сверхразмерного капилляра, заполненного газом. Данный метод компрессии, рассмот-

¹⁾e-mail: sksa@ufp.appl.sci-nnov.ru

ренный в работе [11], позволяет также получать лазерные импульсы с малым числом периодов поля и с мульти-миллиджоульным уровнем энергии. В настоящей работе экспериментально исследована самокомпрессия ионизирующего импульса в широкой области параметров (давление газа, энергия в импульсе) и разработана теоретическая модель, проясняющая механизм такой самокомпрессии и предсказывающая ее достаточно высокую энергетическую эффективность.

2. Как известно, комбинированное действие аномальной дисперсии групповой скорости и ионизационной нелинейности является необходимым условием для осуществления эффекта ионизационно-индуцированной самокомпрессии фемтосекундного излучения [15]. За счет действия ионизационной нелинейности происходит частотная модуляция лазерного импульса, в результате которой формируется чирп с повышением частоты от передней к задней части импульса. Такой импульс может быть сжат в среде с аномальной дисперсией, в которой синие спектральные компоненты могут догнать красные, так как имеют более высокую групповую скорость. Однако несмотря на то, что диэлектрический капилляр обладает аномальной дисперсией, ее величина оказывается недостаточной для группировки спектральных компонент. Нашей ключевой идеей является использование газа такой плотности, когда за счет образующейся плазмы могут нарушиться условия одномодового распространения и возможно возбуждение ионизационно-нелинейного плазменного волновода, в котором могут распространяться *собственные утекающие моды* [16]. Более сильная аномальная дисперсия такого нелинейного плазменного канала может привести к эффективной самокомпрессии оптического импульса. Существование такого волновода связано с резкой зависимостью вероятности ионизации газа от интенсивности поля в лазерном импульсе, приводящей к образованию резкого (на масштабе длины волны) скачка показателя преломления. По сути, такой плазменный волновод полностью аналогичен капилляру, но, в отличие от последнего, обладает существенно меньшей величиной относительного показателя преломления и, как следствие, худшей добротностью. Однако ввиду наличия внешней границы (стенок самого диэлектрического капилляра) излучение в нем может распространяться на расстояния, значительно превышающие эффективную длину каналирования свободного плазменного волновода [17]. Оценку на нарушение условия одномодового режима распространения можно достаточно просто получить,

воспользовавшись концепцией Бриллюэна для описания формирования пространственной структуры излучения в волноводе. Согласно этой концепции, поперечную структуру поля в волноводе можно рассматривать как результат интерференции лучей, падающих и отражающихся от стенок под углом, определяемым поперечным волновым числом [18]

$$\kappa_{nm} \simeq k \left[1 - \frac{u_{nm}^2}{2(ka)^2} \right], \quad \theta_{nm} \simeq \kappa_{nm}/k,$$

где $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме, ω – несущая частота излучения, a – радиус капилляра, $u_{nm} = m$ – корень уравнения $J_n(u_{nm}) = 0$. Поэтому, если на входе капилляра эффективно возбуждается одна фундаментальная мода (EH_{11}) [19], то переход в многомодовый режим распространения излучения будет иметь место, когда вследствие рефракции излучения на образующейся плазме бриллюэновский угол изменится на величину, соответствующую возбуждению следующей волноводной моды:

$$\frac{\kappa_{11} - \kappa_{12}}{k} < \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2}, \quad (1)$$

где N – концентрация плазмы, e , m – заряд и масса электрона, соответственно. Таким образом, условие нарушения одномодового распространения излучения в капилляре примет вид [8]

$$N > N^* = \frac{mc^2}{4\pi e^2} \frac{u_{12}^2 - u_{11}^2}{a^2} \simeq \frac{7}{a^2} \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где $u_{11} = 2.405$ и $u_{12} = 5.52$ – первый и второй нули функции Бесселя нулевого порядка. Для капилляра диаметром 75 мкм оценка концентрации плазмы, при которой нарушается одномодовый режим распространения излучения в капилляре, дает $N > N^* = 4.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлению газа при однократной ионизации $p^* = 15$ торр. Таким образом, при давлении $p > p^*$ в полном капилляре может происходить формирование узкого (по сравнению с поперечным размером капилляра) плазменного волновода (см. ниже рис.5), в котором пространственная структура поля будет существенно отличаться от мод «холодного» капилляра.

В данной работе мы использовали давления газа в несколько десятков торр, что позволяет пренебречь влиянием керровской нелинейности на динамику лазерного импульса, так как мощности исходного, а также скомпрессированного импульсов много меньше критической для самофокусировки, как показывают достаточно простые численные оценки. Поэтому в качестве основного нелинейного эффекта, имеющего место при взаимодействии сильного лазерного поля с

газом в капилляре, можно рассмотреть только полевую ионизацию газа.

3. В экспериментах использовалось лазерное излучение Ti:Sa фемтосекундного лазера [20] с длительностью импульса $\tau_p \simeq 70\text{--}80$ фс, частотой повторения $F = 10$ Гц, длиной волны излучения $\lambda \simeq 800$ нм и энергией в импульсе W до 10 мДж. Лазерное излучение поступало в вакуумную камеру и фокусировалось сферическим зеркалом на входной торец диэлектрического капилляра диаметром $d = 75$ мкм и длиной $L \simeq 5$ см в пятно диаметром 50 мкм по уровню $1/e^2$. В выполненных экспериментах применялась дифференциальная откачка капилляра. Для этого капилляр помещался в сосуд, заполненный газом до требуемого давления, газ поступал в капилляр через прорези в стенке, а входной и выходной торцы капилляра выводились в основную вакуумную камеру, откачиваемую до давления $\leq 10^{-2}$ торр. Дифференциальная откачка позволила значительно повысить давления газа, с которым можно было работать, по сравнению с ранее выполненными нами экспериментами [9], так как позволила избежать влияния плазмы, создаваемой интенсивным лазерным излучением перед входом в капилляр. С выхода капилляра излучение коллимировалось линзой (материал BK7, толщина ~ 2.5 мм) и параллельный пучок выводился через окно вакуумной камеры такой же толщины. Как показывают оценки, уширение лазерного импульса в линзе и выходном окне вакуумной камеры даже при минимальной длительности импульса, наблюдавшейся в эксперименте (~ 40 фс), не превышало 3 фс. Спектр излучения, прошедшего через капилляр, измерялся с помощью спектрометра (модель S150, фирма SOLAR). Увеличенное изображение выходного торца капилляра регистрировалось CCD камерой. Для характеристики прошедшего через капилляр импульса использовался метод FROG на второй гармонике [21]. Энергия лазерного импульса на входе в капилляр и на выходе измерялась калиброванными фотодиодами. Давление газа в капилляре (He и Ar) в ходе экспериментов менялось в диапазоне $p = 1\text{--}30$ торр.

Зависимость эффективности прохождения фемтосекундного лазерного излучения через капилляр от энергии в лазерном импульсе для разных давлений He представлена на рис.1. Эффективность прохождения излучения через пустой капилляр составляла примерно 50–55% и определялась эффективностью возбуждения основной моды капилляра и потерями энергии при распространении в капилляре [9]. Во всем диапазоне использованных энергий лазерного импульса она не менялась. Аналогично вела себя

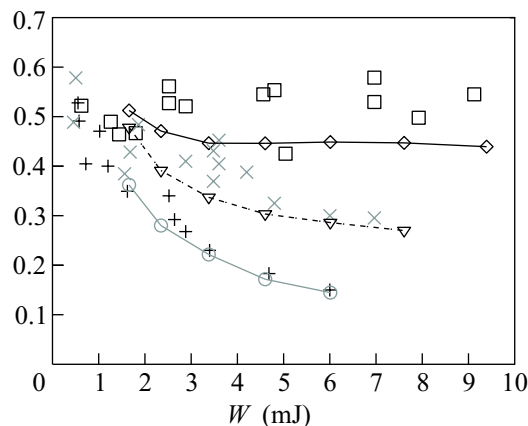


Рис.1. Эффективность прохождения излучения η в зависимости от начальной энергии W для разных давлений He: \square – давление 3 торр (эксперимент); \times – давление 10 торр (эксперимент); $+$ – давление 30 торр (эксперимент); черная сплошная линия – давление 5 торр (теория); черная штриховая линия – давление 10 торр (теория); серая линия – давление 30 торр (теория)

зависимость и при низких (менее 3 торр) давлениях He. При больших давлениях газа по мере роста энергии наблюдалось снижение эффективности прохождения энергии лазерного импульса через капилляр, причем скорость снижения эффективности прохождения энергии увеличивалась с ростом давления.

Интенсивное фемтосекундное излучение, распространяясь в газе, ионизирует газ, что приводит к уширению спектра лазерного излучения в сторону коротких длин волн [22]. Как показали наши измерения, уширение спектра становится более существенным при увеличении энергии лазерного импульса и роста давления газа в капилляре. На рис.2а приведен вид спектров лазерного импульса на выходе капилляра, заполненного He ($p = 20$ торр), при различных энергиях в лазерном импульсе.

Как видно из рис.2а, эффективная ширина спектра, первоначально составлявшая величину ~ 15 нм, значительно увеличивалась, спектральный диапазон при максимальной энергии в лазерном импульсе достигал величины $\sim 150\text{--}200$ нм. Одновременно происходил сдвиг “центра масс” спектра в сторону более коротких длин волн.

Длительность лазерного импульса на выходе капилляра, не заполненного газом, измеренная по FROG методике, была такой же, как и на входе в капилляр. При заполнении капилляра газом наблюдалось укорочение длительности импульса на выходе капилляра (самокомпрессия) аналогично работе [23]. На рис.2b представлены временные распределения интенсивности лазерных импульсов:

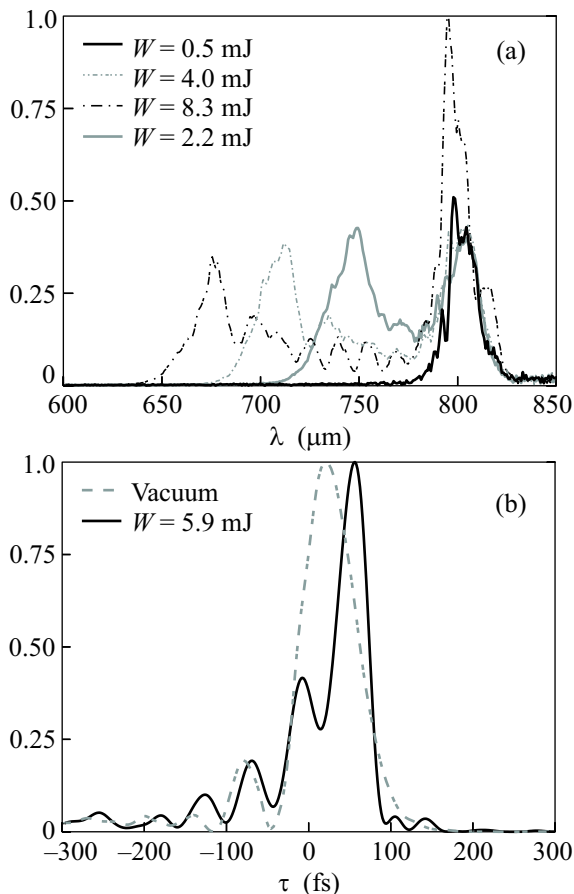


Рис. 2. (а) Спектр лазерного импульса на выходе капилляра, заполненного He при давлении $p = 20$ торр, для разных значений энергии лазерного импульса: $W = 0.5, 2.2, 4, 8.3$ мДж; (б) Временные распределения интенсивности фемтосекундных импульсов, восстановленные с помощью FROG: серая штриховая линия – импульс на входе в капилляр с длительностью 76 фс, черная сплошная линия – импульс на выходе капилляра с длительностью 40 фс, заполненного Ag при давлении 1 торр, $W = 5.9$ мДж

прошедшего через пустой капилляр ($\tau_{in} \simeq 76$ фс) и скомпрессированного при прохождении через капилляр, заполненный аргоном при $p = 1$ торр ($\tau_{out} \simeq 41$ фс, $W = 5.9$ мДж), восстановленные из обработки FROG изображений. Ошибка восстановления при FROG обработке не превышала 1%. Для данного давления аргона наблюдалось хорошее соответствие между спектром, восстановленным при обработке FROG изображения, и спектром, измеренным спектрометром. Зависимость длительности скомпрессированного импульса на выходе капилляра от энергии лазерного импульса для давления аргона в капилляре $p = 1$ торр приведена на рис.3. Как видно, длительность импульса на выходе капилляра

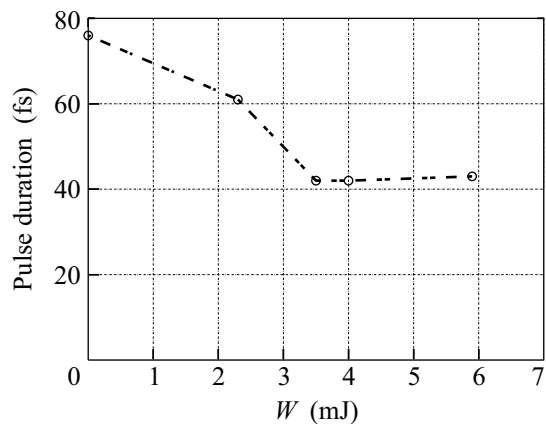


Рис. 3. Зависимость длительности лазерного импульса на выходе капилляра, заполненного Ag при $p = 1$ торр, от энергии лазерного импульса

уменьшалась по мере увеличения энергии в лазерном импульсе. Минимальная длительность импульса, измеренная при этом давлении газа, составила величину 41 фс.

При больших давлениях газа в капилляре, как отмечалось выше, уширение спектра было более значительным и можно было бы ожидать более значительного уменьшения длительности импульса на выходе капилляра. Однако корректная обработка FROG изображений при больших давлениях оказалась невозможной в условиях нашего эксперимента. Это было связано с тем, что в эксперименте в схеме FROG измерений использовался нелинейный кристалл KDP толщиной 300 мкм, ограничивающий спектральную полосу измерения. Поэтому при больших давлениях газа восстановленный из обработки FROG изображений спектр был обрезан в области коротких длин волн по сравнению с измерениями со спектрографа, а само FROG изображение несло информацию об автокорреляционной функции, соответствующей только части спектра лазерного импульса. Оценка длительности импульса по этой неполной информации, тем не менее, может быть проведена. Для давления Ag в капилляре $p = 3$ торр минимальное значение длительности импульса на выходе капилляра может быть оценено как $\tau_{min} \simeq 30$ фс.

4. Для детального анализа и определения предельных возможностей предлагаемой схемы ионизационной самокомпрессии с использованием сверхразмерного капилляра нами были использованы два численных подхода для описания как длинных фемтосекундных импульсов, содержащих много периодов оптических колебаний, так и предельно коротких, включающих малое число длин волн. Поскольку плотность образующейся плазмы N много мень-

ше критического значения, $N \ll N_{cr}$, в качестве исходного уравнения использовалось однонаправленное волновое уравнение, предполагающее малость изменения поля на масштабах длины волны (см., например, [24]). В этом случае исходное уравнение для линейно поляризованного поля и соответствующее граничное условие (см., например, [25, 26]) могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial \tau} = \Delta_{\perp} E - \beta N E, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial r} \right|_{r=1} = -\alpha \frac{\partial E}{\partial \tau}, \quad (4)$$

где

$$\beta = \omega_{p0}^2 a^2 / c^2, \quad \omega_{p0}^2 = 4\pi N_0 e^2 / m, \quad \alpha = 4\pi \frac{a}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon_w - 1}}{\varepsilon_w + 1};$$

a , ε_w – радиус и диэлектрическая проницаемость стенок капилляра, соответственно. Здесь использованы следующие безразмерные переменные: $z \rightarrow z/2k_0 a^2 = z/4z_R$, $r \rightarrow r/a$, $\tau \rightarrow \omega_0 \tau$, $N \rightarrow N/N_0$, $E \rightarrow E/E_a$, где $z_R = k_0 a^2/2$ – рэлеевская длина, N_0 – плотность газа, E_a – характерное атомное поле. Система уравнений (3) и (4) замыкается уравнением ионизационного баланса, в котором в качестве основного механизма ионизации рассматривается туннельная ионизация газа [27]. Данный подход хотя и позволяет описывать импульсы произвольной длительности (в частности, на основе такого подхода были рассмотрены особенности самофокусировки предельно коротких импульсов [28]), однако требует значительного вычислительного ресурса.

Для сопоставления с полученными экспериментальными данными мы сначала воспользуемся приближением медленно меняющейся амплитуды (первый подход). В этом случае поле в волновом уравнении (3) представляется в виде $E = \text{Re}[\mathcal{E} \exp(i\tau)]$ (где \mathcal{E} – медленно меняющаяся функция), а в уравнении для плотности плазмы используется усредненная по периоду поля вероятность ионизации (см., например, [27]).

Результаты численного моделирования распространения лазерного импульса в гелии при $p = 20$ торр и в аргоне при $p = 1.5$ торр в рамках данного рассмотрения для начальной длительности импульса $\tau = 76$ фс представлены на рис.4. На рис.4а изображен расчетный спектр лазерного импульса для энергии импульса $W = 2.5$ мДж на входе и выходе из капилляра. Также изображен экспериментально полученный спектр, соответствующий энергии импульса $W = 5.6$ мДж. Отметим, что наиболее близкие картины расчетных и экспериментальных спектров наблюдались в случае, когда в расчете бралась

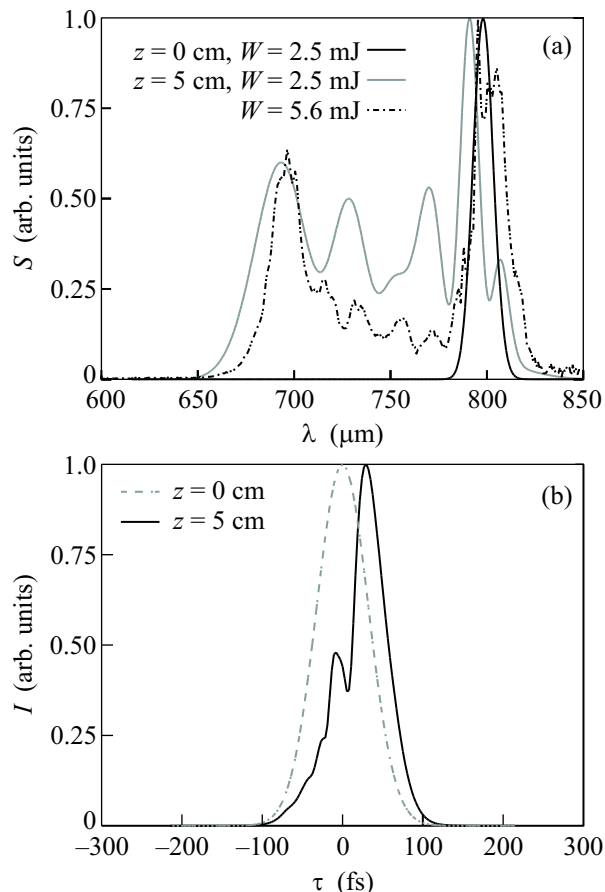


Рис.4. (а) Спектры лазерного импульса $S(\lambda)$ при распространении в капилляре длиной 5 см, заполненного He при давлении $p = 20$ торр, для параметров, указанных на рисунке: черная сплошная линия – начальное распределение с энергией в импульсе $W = 2.5$ мДж; серая сплошная линия – выходное распределение с начальной энергией $W = 2.5$ мДж (теория); черная штрих-пунктирная линия – выходное распределение с начальной энергией $W = 5.6$ мДж (эксперимент). (б) Распределение интенсивности I лазерного импульса на оси капилляра как функция сопутствующего времени при $z = 0$ (штриховая линия) и $z = 5$ см. Исходный лазерный импульс с энергией $W = 5.9$ мДж и длительностью $\tau_p = 76$ фс вводился в капилляр диаметром $d = 75$ мкм, заполненный аргонном при давлении $p = 1.5$ торр

энергия в импульсе примерно в 1.5–2 раза меньше, чем в эксперименте. Это связано, по-видимому, с тем, что экспериментальное распределение лазерного пучка на входе в капилляр отличалось от предполагавшегося в теории гауссовского распределения, что приводило к менее эффективному возбуждению основной моды капилляра [19]. На рис.4б представлены временные распределения интенсивности лазерного импульса на оси капилляра при $z = 0$ и $z = 5$ см.

Как видно из рис.4б, входной импульс с начальной длительностью $\tau_p = 76$ фс на выходе капилляра длиной $z = 5$ см сжался до $\tau_p = 44$ фс, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами, при этом наблюдается также и хорошее качественное соответствие временных распределений, получаемых в численном расчете, и в эксперименте рис.2б. Однако следует отметить, что результат компрессии чувствителен к выбору длины капилляра. Как следует из результатов численного расчета, по мере распространения импульс испытывает достаточно сложную динамику, демонстрируя на некоторых трассах более чем двукратное сжатие.

5. Для анализа вопроса о предельной компрессии лазерного импульса вплоть до нескольких периодов поля вернемся к волновому подходу на основе уравнений (3) и (4) (второй подход). Во-первых, следует отметить, что с увеличением давления газа излучение сильнее рефрагирует на образовавшейся плазме, и это приводит к большим потерям, связанным с утечкой энергии в стенки капилляра. Поэтому с увеличением параметра β в уравнении (3) (который пропорционален давлению газа) эффективность прохождения излучения через капилляр должна уменьшаться. Хорошее согласие проведенных численных расчетов с экспериментальными данными демонстрирует рис.1. Тем не менее, именно случай повышенного давления газа $p > p^*$, когда возможен режим ионизационного самоканалирования в сформированном самим импульсом плазменном волноводе, для нас представляет наибольший интерес. Модификация поперечного пространственного распределения поля вдоль длины капилляра приведена на рис.5, явно демонстрируя эффект самоканалирования, при котором поперечный размер эффективной нелинейно-плазменной моды значительно меньше размера самого капилляра. Таким образом, численные моделирования, действительно, свидетельствуют о создании узкого по сравнению с диаметром капилляра плазменного канала, способного обеспечить аномальный характер групповой дисперсии. В сочетании с частотной модуляцией, приобретаемой импульсом в результате ионизационной перестройки частоты, это позволяет осуществить ионизационную самокомпрессию лазерного импульса [15] в условиях полого диэлектрического капилляра. Проведенные численные эксперименты свидетельствуют о том, что энергетическая эффективность предлагаемого метода самокомпрессии импульсов достаточно высока и может достигать десятков процентов от энергии в импульсе. На рис.6 приведен результат по оптимальной компрессии лазерного импульса с исходной длительностью 60 фс в капилляре диа-

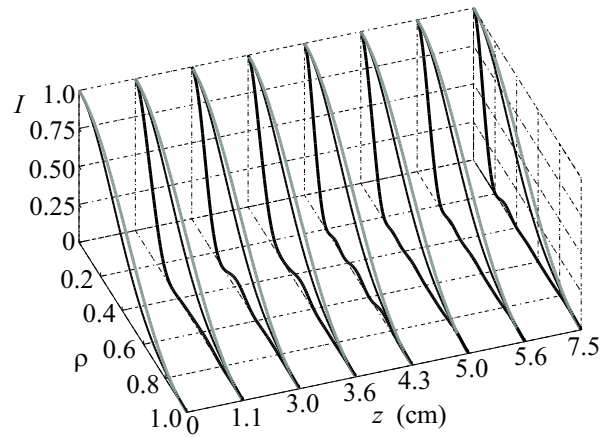


Рис.5. Поперечное распределение интенсивности лазерного импульса в сечении его максимального значения вдоль направления распространения (распределения нормированы на единицу). Исходный лазерный импульс с энергией 32 мДж и длительностью 60 фс вводился в капилляр диаметром 150 мкм, заполненный газом Не при давлении 8 торр. Черная тонкая линия – начальное распределение, черная толстая линия – текущее распределение, серая линия – распределение моды EH_{11}

метром $d = 150$ мкм. Как видно из рис.6д, имеет место четкое временное разделение, когда происходит возбуждение нелинейного плазменного волновода и последующее самосжатие лазерного импульса. В данном случае это связано с возможностью двукратно ионизовать гелий. Формирование плазменного канала осуществляется на стадии однократной ионизации ($-100 \leq \tau \leq -25$), в то время как рождение и фазировка новых спектральных компонент происходит на стадии дополнительной двукратно ионизации гелия ($0 \leq \tau \leq 50$). Результаты численного моделирования показывают, что возможна компрессия лазерного импульса до минимальной длительности $\tau_{out} = 9$ фс на длине капилляра $L_{opt} = 3.6$ см с эффективностью 16%, определенной по уровню спада интенсивности импульса в e^2 раз на выходе капилляра. Длительность спектрально ограниченного импульса, соответствующая спектру компрессированного импульса, в этом случае составляет ≈ 7 фс. Сжатый импульс можно отнести к классу предельно коротких, в данном случае он включает чуть более трех периодов поля. Проведенные численные эксперименты свидетельствуют о достаточно высокой эффективности предлагаемого метода, как его энергетической эффективности (до десятков процентов), так и в определенной степени простоты его реализации, где наиболее чувствительным местом является определение и правильный выбор длины диэлектри-

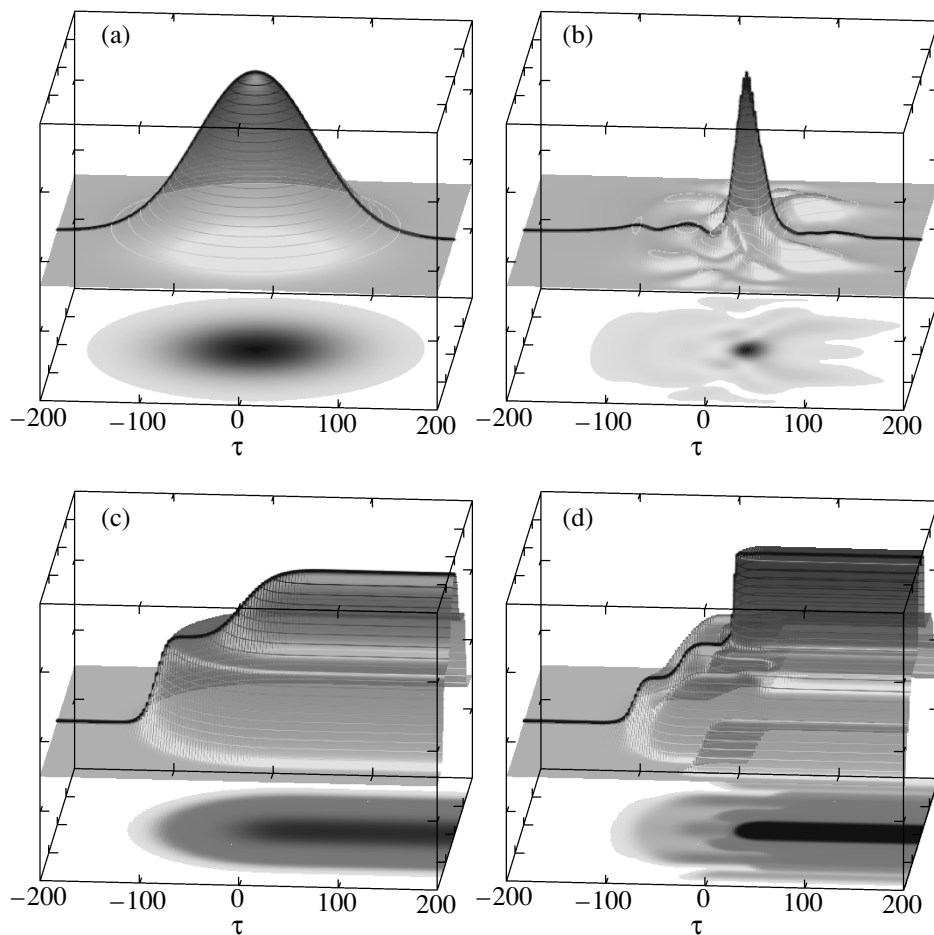


Рис.6. Пространственно-временные (r, τ) распределения интенсивности импульса и концентрации плазмы на входе (а), (с) и на выходе (b), (d) капилляра длиной 3.6 см. Параметры те же, что и на рис.5. Начальная длительность импульса $\tau_{in} = 60$ фс, длительность скомпрессированного импульса $\tau_{out} = 9$ фс. В результате компрессии максимальная амплитуда в импульсе увеличилась в 3.8 раза. Максимальное значение концентрации плазмы на (с) и на (d) 1.8 и 2, соответственно

ческого капилляра. Важно отметить, что самокомпрессия импульса по сечению пучка в наших численных экспериментах однородна, что свидетельствует о квазиодномодовом режиме распространения излучения в нелинейном плазменном волноводе. Следует отметить, что предлагаемая ионизационная схема компрессии имеет весьма слабые ограничения сверху по энергии исходного лазерного импульса и, как видно из численного моделирования, применима к энергиям импульсов в десятки миллиджоулей.

1. C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone et al., Appl. Phys. B **80**, 285 (2005).
2. T. Kobayashi, A. Shirakawa, and T. Fuji, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **7**, 525 (2001).
3. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).

4. А. В. Ким, М. Ю. Рябкин, А. М. Сергеев, УФН **169**, 58 (1999).
5. A. Baltuska, Th. Udem, M. Uiberacker et al., Nature **421**, 611 (2003).
6. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **98**, 245002 (2007).
7. M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, Appl. Phys. Lett. **68**, 2793 (1996).
8. G. Tempea and T. Brabec, Opt. Lett. **23**, 1286 (1998).
9. А. А. Бабин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 645 (2002).
10. C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing et al., Appl. Phys. B **79**, 673 (2004).
11. N. L. Wagner, E. A. Gibson, T. Popmintchev et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 173902 (2004).
12. G. Stibenz, N. Zhavoronkov, and G. Steinmeyer, Opt. Lett. **31**, 274 (2006).

13. S. Skupin, G. Stibenz, L. Berge et al., *Phys. Rev. E* **74**, 056604 (2006).
14. O. G. Kosareva, I. N. Murtazin, N. A. Panov et al., *Laser Phys. Lett.* **4**, 126 (2007).
15. A. V. Kim, S. F. Lirin, A. M. Sergeev et al., *Phys. Rev. E* **42**, 2493 (1990).
16. A. M. Sergeev, M. Lontano, A. V. Kim et al., *Laser and Particle Beams* **17**, 129 (1999).
17. Л. А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радиосвязь, Москва, 1988.
18. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
19. A. A. Babin, D. V. Kartashov, A. M. Kiselev et al., *Appl. Phys. B* **75**, 509 (2002).
20. А. А. Бабин, А. М. Киселев, А. М. Сергеев и др., *Квантовая Электроника* **31**, 623 (2001).
21. K. W. Delong and R. Trebino, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2206 (1994).
22. W. M. Wood, G. Focht, and M. C. Downer, *Opt. Lett.* **13**, 984 (1988).
23. N. L. Wagner, E. A. Gibson, T. Popmintchev et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 173902 (2004).
24. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
25. N. E. Andreev, Y. Nishida, and N. Yugami, *Phys. Rev. E*, **65**, 056407-1-056407-10 (2002).
26. N. E. Andreev and S. V. Kuznetsov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, N 12A, A39 (2003).
27. В. С. Попов, *УФН* **174**, 921 (2004).
28. А. А. Балакин, А. Г. Литвак, В. А. Миронов, С. А. Скобелев, *ЖЭТФ* **131**, 408 (2007); A. A. Balakin, A. G. Litvak, V. A. Mironov, and S. A. Skobelev, *Phys. Rev. A* **78**, 061803 (2008).