

Фемтосекундная лазерная микроплазма оптического пробоя газов: динамика процессов ионизации и постиионизации

В.В.Букин, С.В.Гарнов, А.А.Малютин, В.В.Стрелков

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики формирования и развития лазерной плазмы, возникающей в микрообъемах газов (воздух, азот, аргон и гелий) при их многократной ионизации высокоинтенсивными (4×10^{16} Вт/см²), остросфокусированными (в область диаметром 1.7 мкм) фемтосекундными импульсами излучения второй гармоники титан-сапфирового лазера ($\lambda = 400$ нм, $\tau \sim 100$ фс). Методом сверхскоростной интерферометрии зарегистрированы пространственно-временные профили распределения показателя преломления и электронной плотности микроплазмы. Впервые экспериментально зарегистрирован процесс постиионизации фемтосекундной лазерной плазмы – нарастание электронной плотности заведомо после окончания действия возбуждающего лазерного импульса. Предложена теоретическая модель, описывающая механизм постиионизации плазмы горячими фотоэлектронами. Результаты расчетов электронной плотности находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная микроплазма, интерферометрия.

1. Введение

Исследование лазерной микроплазмы, возникающей в газах и конденсированных средах при их ионизации ультракороткими высокоинтенсивными импульсами, является одним из важных направлений в физике взаимодействия лазерного излучения с веществом. Данная проблема актуальна как с точки зрения фундаментальной науки – получения новых экспериментальных данных о свойствах крайне неравновесной, пространственно неоднородной плазмы высокой плотности и о механизмах ее формирования, развития и взаимодействия с лазерным излучением, так и в связи с многочисленными прикладными задачами – разработкой методов генерации предельно коротких (аттосекундных) световых импульсов, созданием лазерных источников коротковолнового излучения для нанолитографии, совершенствованием существующих технологий и разработкой новых методов прецизионного лазерного микро- и наноструктурирования поверхности и объема металлов, а также прозрачных оптических материалов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы, возбуждаемой в газах импульсами второй гармоники титан-сапфирового лазера фемтосекундной длительности ($\lambda = 400$ нм, $\tau \sim 100$ фс) с энергией $E \sim 200$ мкДж. Исследуемая плазма создавалась в газах (воздух, азот, аргон и гелий) при атмосферном давлении в результате оптического пробоя среды одиночными фемтосекундными лазерными импульсами, сфокусированными в область диа-

метром ~ 2 мкм. При этом «вакуумная» интенсивность в перетяжке пучка достигала $\sim 4 \times 10^{16}$ Вт/см². Использование излучения второй гармоники было связано, с одной стороны, с переходом в интересующий нас УФ спектральный диапазон, а с другой – обеспечивало резкое повышение контраста возбуждающего лазерного излучения, что принципиально важно для корректного проведения экспериментов в высокоинтенсивном поле и дальнейшей интерпретации полученных результатов. Исследования в экспериментах осуществлялись с использованием метода сверхскоростной прецизионной микроинтерферометрии, разработанного и неоднократно примененного нами в работах [1–7].

2. Сверхскоростная интерферометрия фемтосекундной лазерной микроплазмы

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Одиночный импульс титан-сапфирового лазера разделялся полупрозрачным зеркалом на две неравные части – большую (возбуждающий импульс) и меньшую (зондирующий импульс). Возбуждающий импульс после преобразования во вторую гармонику в кристалле KDP толщиной 1 мм фокусировался в объем исследуемого газа и в результате оптического пробоя среды создавал микроплазму. При исследовании плазмы азота, аргона и гелия фокусировка осуществлялась в струю газа при атмосферном давлении. Фокусирующим объективом служила высококачественная асферическая линза с фокусным расстоянием $F = 8$ мм и числовой апертурой $NA = 0.5$. Измеренный пространственный профиль интенсивности сфокусированного лазерного излучения приведен на рис.1. Видно, что распределение поля вблизи фокальной плоскости близко к гауссову с диаметром 1.7 мкм (по уровню $1/e^2$).

Как уже отмечалось, преобразование излучения во вторую гармонику позволило нам значительно повысить

В.В.Букин, С.В.Гарнов, А.А.Малютин, В.В.Стрелков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: garnov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 26 июня 2007 г.

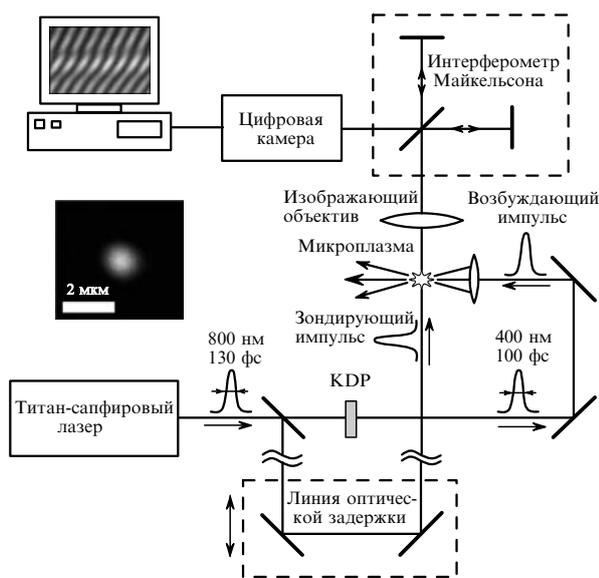


Рис.1. Схема экспериментальной установки для проведения интерферометрических исследований динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы. Пространственный профиль распределения интенсивности излучения измеряется в каустике фокусирующего объектива.

контраст возбуждающего импульса, что принципиально важно при исследованиях лазерной плазмы, создаваемой импульсами, пиковая интенсивность которых на 2–3 порядка превышает порог оптического пробоя (его характерные значения для воздуха, азота и аргона составляют $\sim 10^{14}$ Вт/см²). Поскольку измеренный с помощью коррелятора контраст излучения основной гармоники был не менее 100 : 1, то после преобразования излучения во вторую гармонику он увеличивался квадратично и составлял более 1000 : 1, что позволило исключить либо свести к минимуму влияние низкоинтенсивного пьедестала, а также пред- и постимпульсов, всегда присутствующих в исходном ($\lambda = 800$ нм) излучении фемтосекундного лазера.

Зондирующий импульс, отразившись от полупрозрачного зеркала, проходил через линию переменной оптической задержки и просвечивал исследуемую плазму перпендикулярно направлению распространения возбуждающего импульса. При перестройке длины линии задержки с помощью прецизионного шагового двигателя изменялось время прихода зондирующего импульса в исследуемую область относительно возбуждающего. Диапазон перестройки составлял 0–40 пс с минимальным шагом 10 фс. Применение в качестве зондирующего излучения основной гармоники титан-сапфирового лазера было связано с необходимостью обеспечить максимально высокую чувствительность измерения малых плотностей плазмы.

На выходе интерферометра Майкельсона зондирующее излучение разделялось на два когерентных пучка, распространяющихся под небольшим углом. Поскольку размеры изучаемой микроплазмы были много меньше диаметра зондирующего импульса (~ 3 мм), его основная часть, прошедшая вне области наведенной оптической неоднородности, могла использоваться в качестве опорного пучка. Интерферометр Майкельсона в данном случае служил для пространственного разделения опорного и предметного пучков, выбора ориентации и перио-

да интерференционных полос, а также для компенсации разности хода интерферирующих фемтосекундных импульсов.

Напомним, что принципиально все многочисленные методики импульсной лазерной интерферометрии для диагностики плазмы, которые неоднократно и успешно применялись ранее и используются в настоящее время в многочисленных экспериментальных работах (см., напр., [1–3, 7–28] и ссылки к ним), основаны на регистрации «мгновенных» интерференционных изображений объема возбужденного вещества (плазмы), получаемых с помощью задержанных по времени зондирующих лазерных импульсов «подсветки».

Изгиб полос на интерферограммах соответствует фазовой добавке зондирующего импульса непосредственно после прохождения им микроплазмы (изгиб на одну полосу соответствует фазовой добавке в 2π). Восстановление пространственного распределения фазовой добавки к зондирующему импульсу осуществлялось на основе стандартного алгоритма фурье-фильтрации [29, 30]. При этом чувствительность измерения фазы с использованием такого метода в нашем случае составляла $\sim 2\pi/30$, что значительно превышает чувствительность «пространственного» метода, заключающегося в определении координат интерференционных полос.

Изменение фазы зондирующего импульса возникает вследствие изменения показателя преломления внутри микроплазмы относительно показателя преломления невозмущенного газа и в случае цилиндрической симметрии плазменного объекта связано с распределением показателя преломления преобразованием Абеля. Соответственно с помощью обратного преобразования Абеля можно на основе пространственного распределения фазовой добавки получить радиальную зависимость распределения показателя преломления внутри микроплазмы. И поскольку экспериментально зарегистрированный профиль распределения фазовой добавки всегда несимметричен, необходимо осуществить его симметризацию. В данном случае при обработке большого количества интерферограмм в качестве процедуры симметризации использовалась аппроксимация каждого сечения по методу наименьших квадратов четной функцией из определенного класса. В рамках модели Друде изменение показателя преломления связано с электронной плотностью N_e следующей зависимостью [1, 31, 32]:

$$n = \left[n_0^2 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} = \left(n_0^2 - \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\omega = 2.35 \times 10^{15}$ рад/с – угловая частота зондирующего излучения; ω_p – плазменная частота; e и m – заряд и масса электрона; ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Таким образом, на основе «мгновенных» интерференционных изображений лазерной плазмы были получены «мгновенные» пространственные распределения электронной плотности внутри микроплазмы. Перечисленные этапы обработки интерферограмм представлены на рис.2. При обработке интерферограмм авторами использовалось свободно распространяемое программное обеспечение IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms; <http://www.optics.tugraz.at/idea/idea.html>).

На рис.3,а представлены результаты измерения электронной плотности микроплазмы азота и аргона вблизи фокуса в диапазоне времен 0–5000 фс. Видно, что ха-

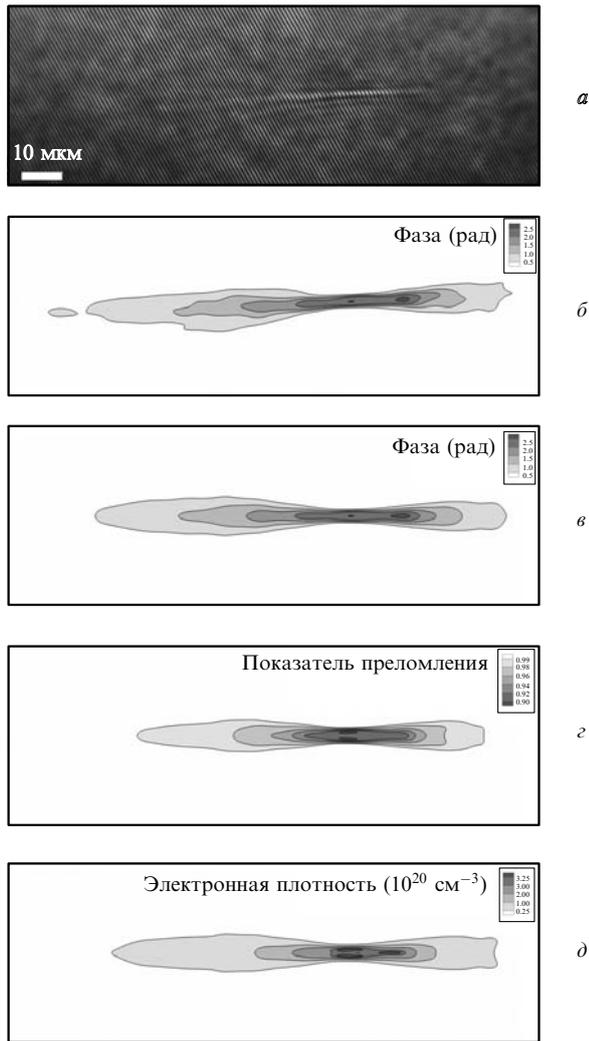


Рис.2. Интерферограммы плазмы и пространственные распределения плотности и электронной концентрации: интерферограмма микроплазмы воздуха (задержка зондирующего импульса 10 пс, пиковая интенсивность возбуждающего излучения 9×10^{15} Вт/см², возбуждающее излучение распространяется слева направо) (а), соответствующая фазовая добавка к зондирующему импульсу (б), симметризованная фазовая добавка (в), восстановленное на основе обратного преобразования Абеля радиальное распределение показателя преломления (г) и радиальное распределение электронной плотности, полученное по модели Друде (д).

ракетное время быстрого формирования плазмы составляет около 500 фс, после чего нарастание электронной плотности замедляется, но не прекращается полностью. Видно также, что продолжительность стадии резкого роста электронной плотности практически соответствует длительности лазерного воздействия, определяемого в данном случае как время, в течение которого интенсивность лазерного излучения превышает пороговую интенсивность пробоя газа. Для гауссова временного профиля, пиковой интенсивности $I_0 = 4 \times 10^{16}$ Вт/см² и порога пробоя $I_{th} = 10^{14}$ Вт/см² (азот) длительность лазерного воздействия составляет около 300 фс.

В случае плазмы гелия (рис.3,б) продолжительность быстрого формирования плазмы также соответствует времени лазерного воздействия. Достаточно большой разброс точек обусловлен низкой (на пределе чувствительности нашей методики) электронной плотностью такой плазмы. Как видно из рис.3,б, при оптическом пробое

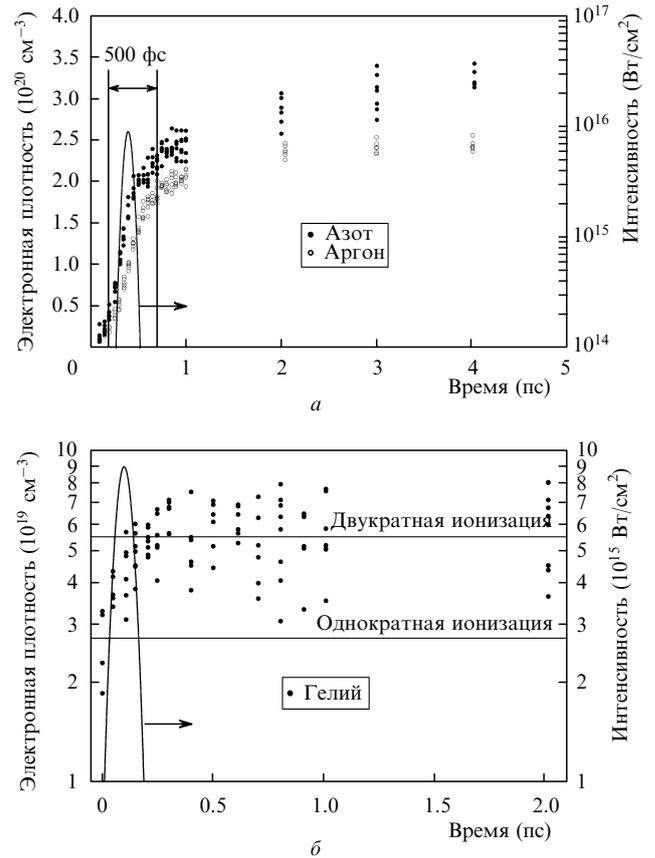


Рис.3. Зависимости электронной плотности от времени в перетяжке (пиковая интенсивность возбуждающего импульса $\sim 9 \times 10^{15}$ Вт/см²), измеренные в азоте и аргоне (а) и в гелии (б). Временной профиль интенсивности гауссова импульса длительностью 100 фс показан сплошной кривой.

гелия в указанных условиях электронная плотность плазмы менее чем за 500 фс достигает максимально возможной (двукратно ионизованный гелий) и далее перестает расти. Однако в случае азота, как следует из рис.3,а, электронная плотность плазмы продолжает увеличиваться значительно дольше – в течение единиц пикосекунд, что заведомо превышает время взаимодействия плазмы с возбуждающим лазерным излучением. Насколько известно из литературы, такой процесс в фемтосекундной лазерной плазме оптического пробоя газов ранее экспериментально не наблюдался.

3. Теоретическая модель формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы

В наших экспериментах используется следующий механизм ионизации: лазерный импульс накачки ионизует газ и нагревает фотоэлектроны, затем происходит ударная ионизация горячими фотоэлектронами. Расчеты динамики электронной плотности, основанные на этом механизме, согласуются с экспериментальными результатами. Ниже кратко описывается методика наших расчетов.

3.1. Фотоионизация

Скорость фотоионизации (в атомных единицах) для атома или иона с зарядом Z и энергией ионизации I_Z рассчитывается по формуле [32]

$$w_Z(t) = \frac{4E_Z}{E(t)} \exp \left[-\frac{2E_Z}{3E(t)} \right], \tag{2}$$

где

$$E_Z = \left(\frac{I_Z}{Ry} \right)^{3/2} \tag{3}$$

– напряженность внутриатомного (внутриионного) поля; $E(t)$ – мгновенное значение напряженности лазерного поля. В обычных единицах выражение (2) записывается как

$$w_Z(t) = \frac{4m^3 |e|^9 E_Z}{E(t) \hbar^7} \exp \left[-\frac{2m^2 |e|^5 E_Z}{3E(t) \hbar^4} \right],$$

где E_Z определяется выражением (3).

Отметим, что сравнение расчетов по формуле (2) с результатами прямого численного интегрирования уравнения Шредингера в лазерном поле, проведенное в [33], показывает хорошую точность выражения (2).

Плотность атомов $N_0(t)$ и ионов $N_Z(t)$ рассчитывается путем численного интегрирования следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -N_0(t)w_0(t), \\ \frac{dN_1}{dt} &= N_0(t)w_0(t) - N_1(t)w_1(t), \\ &\dots \\ \frac{dN_Z}{dt} &= N_{Z-1}(t)w_{Z-1}(t) - N_Z(t)w_Z(t), \\ &\dots \end{aligned} \tag{4}$$

где $N_0(0)$ – начальная плотность атомов; $N_Z(0) = 0$ при $Z \geq 1$.

В этой системе учитываются зарядовые состояния Z вплоть до тех, вероятность фотоионизации которых пренебрежимо мала. При анализе динамики фотоионизации в воздухе мы рассматривали только азот и кислород и пренебрегали вкладами других газов.

3.2. Лазерный нагрев

Недавние исследования [34–37] рассеяния электронов на ионах в присутствии лазерного поля показывают, что электроны могут нагреваться очень эффективно, в частности за счет многократных кореллированных соударений электрона, осциллирующего в лазерном поле, с одним и тем же ионом («эффект парашюта»).

Для нахождения температуры электронов мы пользовались приближенным аналитическим выражением для скорости нагрева из [36]. Начальная температура определялась из средней энергии электронов, полученной при фотоионизации. Отметим, что найденная в [36] скорость нагрева насыщается с температурой, и поэтому температура, достигнутая в процессе нагрева, мало зависит от ее начального значения. В наших условиях расчетное значение температуры в фокусе пучка после нагрева составило около 0.3 кэВ.

3.3. Ионизация электронным ударом

Динамика электронной плотности после лазерного импульса рассчитывается с помощью известных из лите-

ратуры сечений и скоростей ударной ионизации [38–41] и ударного возбуждения [42–48] атомов и ионов азота.

Отметим, что в рассматриваемом диапазоне электронных температур зависимости сечений ионизации и возбуждения от температуры носят нерезонансный характер. Поэтому неточность определения электронной температуры с помощью аналитической теории [36] не должна привести к принципиальным ошибкам при расчете динамики ударной ионизации.

Сравнение сечений прямой ударной ионизации и ударного возбуждения показывает, что в наших условиях

- ионизация происходит главным образом за счет последовательного возбуждения, а не прямой ионизации;
- скорость последовательного процесса определяется в основном скоростью возбуждения из основного состояния, а дальнейшее возбуждение и ионизация проходят быстрее.

В связи с этим процесс ударной ионизации моделируется с помощью двух (для каждого значения Z) скоростей: скорости возбуждения из основного состояния в возбужденное $q_Z^{\text{gr-ex}}$ (выбирается состояние, возбуждение которого наиболее вероятно) и суммарной скорости всех переходов из этого состояния $q_Z^{\text{ex-cont}}$. Таким образом, динамика ударной ионизации описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_0^{\text{gr}}}{dt} &= -N_0^{\text{gr}} q_0^{\text{gr-ex}}(T), \\ \frac{dN_0^{\text{ex}}}{dt} &= N_0^{\text{gr}} q_0^{\text{gr-ex}}(T) - N_0^{\text{ex}} q_0^{\text{ex-cont}}(T), \\ \frac{dN_1^{\text{gr}}}{dt} &= N_0^{\text{ex}} q_0^{\text{ex-cont}}(T) - N_1^{\text{gr}} q_1^{\text{gr-ex}}(T), \\ \frac{dN_1^{\text{ex}}}{dt} &= N_1^{\text{gr}} q_1^{\text{gr-ex}}(T) - N_1^{\text{ex}} q_1^{\text{ex-cont}}(T), \\ &\dots \\ \frac{dN_Z^{\text{ex}}}{dt} &= N_{Z-1}^{\text{ex}} q_{Z-1}^{\text{ex-cont}}(T) - N_Z^{\text{ex}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T), \tag{5} \\ \frac{dN_Z^{\text{ex}}}{dt} &= N_Z^{\text{gr}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T) - N_Z^{\text{ex}} q_Z^{\text{ex-cont}}(T), \\ &\dots \\ \frac{dT}{dt} &= -\frac{2}{3\tilde{N}_{\text{el}}} \sum_{Z=0} N_Z^{\text{gr}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T) W_Z^{\text{ex}} \\ &\quad + N_Z^{\text{ex}} q_Z^{\text{ex-cont}}(T) (I_Z - W_Z^{\text{ex}}), \end{aligned}$$

где $N_Z^{\text{gr}}(t)$ и $N_Z^{\text{ex}}(t)$ – плотность ионов с зарядом Z в основном и возбужденном состояниях соответственно; \tilde{N}_{el} и T – плотность и температура фотоэлектронов после лазерного нагрева; W_Z^{ex} – энергия возбужденного состояния для иона с зарядом Z .

Таким образом, чтобы найти динамику ионизации, мы численно интегрируем систему (4) за время лазерного импульса, находим температуру фотоэлектронов и численно интегрируем систему (5), начиная со времени окончания лазерного импульса.

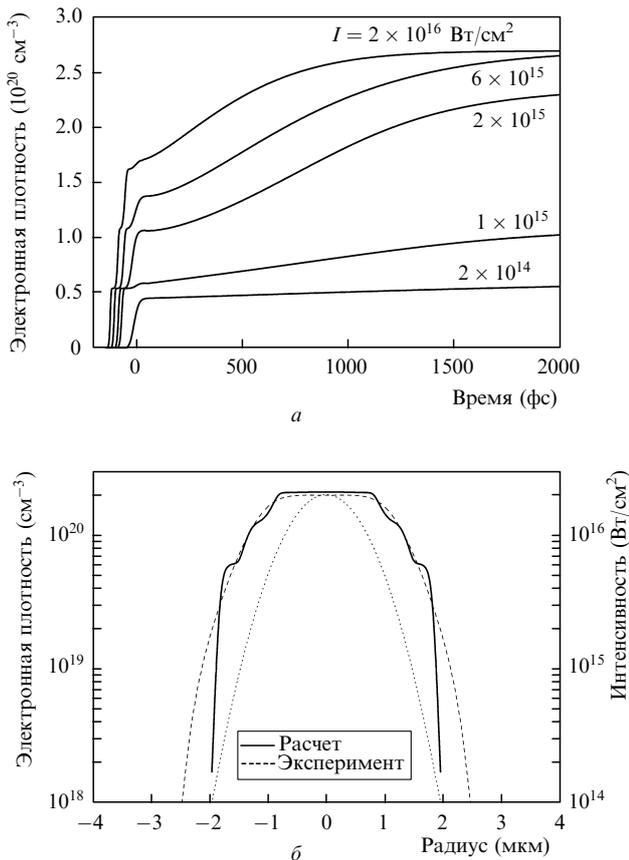


Рис.4. Результаты численного расчета динамики электронной плотности фемтосекундной лазерной плазмы на основе предложенной теоретической модели: зависимость электронной плотности в перетяжке от времени при возбуждении гауссовым импульсом длительностью 100 фс для различных пиковых интенсивностей (а), а также радиальное распределение электронной плотности в перетяжке, измеренное экспериментально спустя 500 фс после первичного пробоя (штриховая линия) и рассчитанное теоретически (сплошная линия) (б). Пунктиром показано радиальное распределение пиковой лазерной интенсивности.

Рассчитанная динамика ионизации в случае возбуждения гауссовым импульсом длительностью 100 фс для различных пиковых интенсивностей представлена на рис.4,а.

На рис.4,б представлены измеренный в эксперименте радиальный профиль показателя преломления фемтосекундной лазерной микроплазмы азота в момент времени 500 фс относительно первичного пробоя (при пиковой интенсивности лазерного импульса 1.7×10^{16} Вт/см²) и результат численного моделирования для аналогичных параметров. Видно хорошее согласие численного расчета с экспериментально измеренными значениями электронной плотности. Следует отметить, что особенности («ступеньки») в рассчитанном профиле электронной плотности имеют характерный размер менее 0.5 мкм, что существенно меньше пространственного разрешения экспериментальной методики, которое в наших экспериментах составляло ~ 1.5 мкм и поэтому не регистрировалось.

Отметим, что другим объяснением роста электронной плотности после окончания лазерного импульса могла бы быть фотоионизация пикосекундным пьедесталом импульса или постимпульсом. Скорость такой (многофотонной) постионизации зависела бы от интенсивности очень сильно – например, в условиях рис.3 для азота она была бы пропорциональна четвертой степени интенсив-

ности. Однако наблюдаемая динамика постионизации на разных расстояниях от оси пучка показывает, что зависимость от интенсивности является существенно более слабой. Таким образом, этот механизм в наших экспериментах не является определяющим. Взаимодействие образовавшейся микроплазмы с зондирующим импульсом также не может приводить к значительному изменению электронной плотности по причине крайне низкой (менее 10^{10} Вт/см²) интенсивности зондирующего излучения.

4. Заключение

С помощью метода сверхскоростной прецизионной микроинтерферометрии фемтосекундной лазерной плазмы получены пространственно-временные профили показателя преломления и электронной плотности плазмы, возникающей в газах (воздух, азот, аргон и гелий) при оптическом пробое высокоинтенсивными лазерными импульсами второй гармоники титан-сапфирового лазера ($\lambda = 400$ нм, $\tau \sim 100$ фс, $I \leq 4 \times 10^{16}$ Вт/см²). Нарастание электронной плотности в такой плазме зарегистрировано заведомо после действия возбуждающего лазерного импульса. Разработана теоретическая модель, описывающая динамику постионизации; результаты расчетов по этой модели хорошо согласуются с экспериментом.

Авторы благодарны С.А.Майорову за обсуждение ряда теоретических вопросов. Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы», Программы Отделения ФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17014 и 05-02-17627-а), а также Фонда содействия отечественной науке и фонда «Династия».

1. Букин В.В., Воробьев Н.С., Гарнов С.В., Конов В.И., Лозовой В.И., Малютин А.А., Щелев М.Я., Яцковский И.С. *Квантовая электроника*, **36** (7), 638 (2006).
2. Гарнов С.В., Конов В.И., Малютин А.А., Царькова О.Г., Яцковский И.С., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **33** (9), 758 (2003).
3. Garnov S.V., Konov V.I., Malyutin A.A., Tsarkova O.G., Yatskovsky I.S., Dausinger F. *Laser Phys.*, **13** (3), 386 (2003).
4. Garnov S.V., Bukin V.V., Vorobiev N.S., Malyutin A.A., Konov V.I., Schelev M.Ya. *Techn. Dig. Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO/LAT'2005)* (St.Petersburg, 2005, IWJ2).
5. Garnov S.V., Bukin V.V., Malyutin A.A., Konov V.I., Vorobiev N.S., Schelev M.Ya. *Proc. Int. Symp. on Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (NWP-2005)* (St.Petersburg, N.Novgorod, 2005, p. 45).
6. Garnov S.V., Konov V.I., Lozovoi V.I., Malyutin A.A., Schelev M.Ya., Vorobiev N.S. *Conf. Programm of Int. Symp. on Modern Problems of Laser Physics (MPLP'04)* (Novosibirsk, 2004).
7. Garnov S.V., Konov V.I., Lozovoi V.I., Malyutin A.A., Schelev M.Ya., Vorobiev N.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5580**, 811 (2005).
8. Belland P., De Michelis C., Mattioli M. *Opt. Commun.*, **3**, 7 (1971).
9. Attwood D.T., Coleman L.W. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 408 (1974).
10. Azechi H., Oda S., Tanaka K., Norimatsu T., Sasaki T., Yamanaka T., Yamanaka C. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 1144 (1977).
11. Attwood D.T., Sweeney D.W., Auerbach J.M., Lee P.H.Y. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 184 (1978).
12. Attwood D.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (12), 909 (1978).
13. Raven A., Willi O. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 278 (1979).
14. Власов Н.Г., Корчажкин С.В., Мацонашвили Р.Б., Петряков В.М., Соболев С.С., Чалкин С.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **59** (4), 934 (1985).
15. Da Silva L.B., Barbee T.W., Cauble R. Jr, Celliers P., Ciarlo D., Libby S., London R. A., Matthews D., Mrowka S., Moreno J.C., Ress D., Trebes J.E., Wan A.S., Weber F. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3991 (1995).

16. Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3343 (1996).
17. Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.-Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D. *Письма в ЖЭТФ*, **66** (12), 787 (1997).
18. Ditmire T., Gumbrell E.T., Smith R.A., Djaoui A., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (4), 720 (1998).
19. Breitling D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F., Hugel H. *Appl. Phys. A*, **69**, S505 (1999).
20. Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.-Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D. *Phys. Rev. E*, **59**, 7042 (1999).
21. Edwards M.J., MacKinnon A.J., Zweiback J., Shigemori K., Ryutov D., Rubenchik A.M., Keilty K.A., Liang E., Remington B.A., Ditmire T. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 085004 (2001).
22. Couairon A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 135003-1 (2002).
23. Smith R.F., Dunn J., Nilsen J., Shlyaptsev V.N., Moon S., Filevich J., Rocca J.J., Marconi M.C., Hunter J.R., Barbee T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 065004-1 (2002).
24. Garnov S.V., Malyutin A.A., Tsarkova O.G., Konov V.I., Dausinger F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4637**, 31 (2002).
25. Kim K.Y., Alexeev I., Milchberg H.M. *Opt. Express*, **10** (26), 1563 (2002).
26. Tang H., Guilbaud O., Jamelot G., Ros D., Klisnick A., Joyeux D., Phalippou D., Kado M., Nishikino M., Kishimoto M., Sukegawa K., Ishino M., Nagashima K., Daido H. *Appl. Phys. B*, **78**, 975 (2004).
27. Richardson M., Koay C.-S., Takenoshita K., Keyser C., Bernath R., George S., Teerawattansook S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5580**, 434 (2005).
28. Giulietti A., Galimberti M., Gamucci A., Giulietti D., Gizzi L., Koester P., Laate L., Tomassini P., Vaselli M. *Techn. Dig. Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO/LAT'2005)* (St.Petersburg, 2005, IWJ3).
29. Takeda M., Ina H., Kobayashi S. *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 156 (1982).
30. Nugent K. *Appl. Opt.*, **24**, 3101 (1985).
31. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
32. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. III: Квантовая механика. Нерелятивистская Теория* (М.: Наука, 1989).
33. Bauer D., Mulser P. *Phys. Rev. A*, **59**, 569 (1999).
34. Балакин А.А., Фрайман Г.М. *ЖЭТФ*, **120**, 797 (2001).
35. Майоров С.А. *Физика плазмы*, **27** (4), 311 (2001).
36. Brantov A., Rozmus W., Sydora R., Capjack C.E., Bychenko V.Yu., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **10**, 3385 (2003).
37. Rascol G., Bachau H., Tikhonchuk V.T., Kull H.-J., Ristow T. *Phys. Plasmas*, **13**, 103108 (2006).
38. Falk R.A., Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H., Phaneuf R.A., Gregory D.C., Crandall D.H. *Phys. Rev. A*, **28**, 91 (1983).
39. Moores D.L., Nussbaumer H. *Space Sci. Rev.*, **29**, 379 (1981).
40. Crandall D.H., Phaneuf R.A., Hasselquist B.E., Gregory D.C. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **12**, 7 (1979).
41. Rinn K., Gregory D.C., Wang L.J., Phaneuf R.A., Muller A. *Phys. Rev. A*, **36**, 595 (1987).
42. Takako Kato. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **57**, 181 (1994).
43. Hudson C.E., Bell K.L. *Phys. Scripta*, **71**, 268 (2005).
44. Frost R.M., Awakowicz P., Summers H.P., Badnell N.R. *J. Appl. Phys.*, **84** (6), 2989 (1998).
45. Stafford R.P., Bell K.L., Hibbert A. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **25**, 5449 (1992).
46. Ramsbottom C.A., Berrington K.A., Hibbert A., Bell K.L. *Phys. Scripta*, **50**, 246 (1994).
47. Griffin D.C., Badnell N.R., Pindzola M.S. *J. Phys. B*, **33**, 1013 (2000).
48. Datla R.U., Kunze H.-J. *Phys. Rev. A*, **37**, 4614 (1998).