

УДК 533.9.082.5

В.В. БУКИН, С.В. ГАРНОВ,
А.А. МАЛЮТИН, В.В. СТРЕЛКОВ**ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА
ФЕМОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ МИКРОПЛАЗМЫ
В ГАЗАХ****Ключевые слова:** интерферометрия, фемтосекундная лазерная плазма
Keywords: interferometry, femtosecond laser plasma**1. Введение**

Появление фемтосекундных лазеров около 20 лет назад привело к созданию уникальных систем для исследования процессов взаимодействия излучения с веществом. Длительность импульса современных фемтосекундных лазеров достигает величины ~ 4 фс, т.е. оказывается сравнимой с длительностью периода излучения (2.7 фс для длины волны 800 нм). Благодаря технике усиления фазовомодулированных (чирпированных) лазерных импульсов пиковая мощность современных лазерных систем составляет единицы петаватт, что позволяет достигать рекордных интенсивностей (свыше 10^{22} Вт/см² [1]).

За счёт малой длительности импульсов фемтосекундных лазерных систем стало возможным исследование динамики различных процессов с высоким временным разрешением. Основным методом таких исследований являются эксперименты типа накачка–зондирование, в которых при сканировании задержки пробного импульса удается исследовать временную динамику сверхбыстрых процессов.

Одним из основных объектов исследования в физике взаимодействия лазерного излучения с веществом является лазерная плазма. Применение лазеров сверхкоротких импульсов позволяет получать многократно ионизованную плазму в газовых средах с помощью относительно простых и компактных систем, помещающихся на лабораторном оптическом столе. Изучение такой неравновесной лазерной плазмы, возникающей в газах при ионизации ультра-

короткими высокоинтенсивными импульсами, является одним из важных направлений в физике взаимодействия лазерного излучения с веществом. Данная проблема актуальна как с точки зрения фундаментальной науки (получение новых экспериментальных данных о свойствах неравновесной, пространственно неоднородной плазмы высокой плотности и механизмах ее формирования, развития и взаимодействия с лазерным излучением), так и в связи с многочисленными прикладными задачами (разработка методов генерации предельно коротких, аттосекундных световых импульсов [2–5], лазерное ускорение частиц [6–8], создание лазерных источников рентгеновского и УФ-излучения нанометрового диапазона длин волн, совершенствование технологий и разработка новых методов прецизионного лазерного микро- и наноструктурирования поверхности и объема металлов и прозрачных оптических материалов, в которых возбуждаемая лазерным излучением плазма играет принципиальную и во многом определяющую роль).

Несмотря на то что физические явления в плазме, создаваемой в газах с помощью лазерного излучения, изучаются уже более 40 лет, необходимость их детального исследования и понимания далеко не утратила своей актуальности. Многочисленные процессы, протекающие в лазерной плазме интересны и с точки зрения фундаментальной науки — получение новых знаний о поведении вещества в сверхсильных световых полях, и с прикладной точки зрения — генерация УФ- и рентгеновского излучения многозарядной плазмой с целью создания новых источников для микро- и нанолитографии; генерация электромагнитных импульсов терагерцового диапазона; использование микроплазменных источников для микро- и нанобработки материалов; использование лазерного пробоя для воспламенения газовых смесей и коммутации высоковольтных цепей и т.п. Проводимые в настоящее время исследования лазерной плазмы выполняются с использованием лазерных импульсов различной интенсивности и длительности в диапазоне от десятков фемтосекунд [9] до единиц наносекунд [10] и затрагивают широкий круг фундаментальных и прикладных вопросов. По-прежнему остаются не до конца выясненными механизмы нелинейной трансформации лазерного излучения в плазме. Да и сам процесс ионизации газа сверхмощным излучением, его связь с пространственно-временными параметрами излучения, несмотря на обилие различных методик эксперимента [11–19], требует проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

2. Фемтосекундная зондирующая микроинтерферометрия

В этом разделе описывается методика фемтосекундной зондирующей микроинтерферометрии. Дается обзор экспериментальных установок, применявшихся в работе для исследования фемтосекундной лазерной плазмы. Описывается процесс обработки интерферограмм и получения на их основе данных о пространственном распределении электронной плотности и показателя преломления плазмы.

2.1. Экспериментальные установки для диагностики лазерной плазмы

В качестве основной методики для диагностики лазерной плазмы в данной работе использовалась зондирующая лазерная интерферометрия. Эта методика основана на получении интерференционных изображений исследуемого объекта с помощью задержанного по времени зондирующего лазерного импульса.

Принципиальная схема экспериментов по интерферометрической диагностике лазерной плазмы приведена ниже на рис. 1. В качестве источников лазерных импульсов в описываемых экспериментах использовались фемтосекундные лазерные системы, состоящие из задающего генератора и регенеративного усилителя. В экспериментах по интерферометрии лазерной микроплазмы в газах использовались фемтосекундные лазерные системы фирмы Spectra-Physics, где активной средой были кристаллы титан сапфира (длина волны излучения основной гармоники $\lambda = 800$ нм). Система, применявшаяся для диагностики фемтосекундной лазерной микроплазмы в воздухе и газах при атмосферном давлении, генерировала импульсы длительностью 130 фс, с энергией в одном импульсе до 1 мДж и частотой повторения 10 Гц. При этом диаметр лазерного пучка составлял 7 мм по уровню $1/e^2$ интенсивности. Для диагностики фемтосекундной лазерной микроплазмы в газовых средах под давлением применялась лазерная система, позволявшая получать импульсы длительностью 35 фс, с частотой повторения до 1 кГц, энергией в импульсе до 3 мДж и диаметром пучка 12 мм по уровню $1/e^2$ интенсивности. Длительность импульсов основной гармоники в обоих экспериментах контролировалась с помощью одноимпульсного автокоррелятора, основанного на неколлинеарной генерации второй гармоники.

Одиночный лазерный импульс делился полупрозрачным зеркалом на две неравные части — возбуждающую и зондирующую. В части экспериментов излучение фемтосекундного лазера преобразовывалось во вторую гармонику для использования в качестве возбуждающего и/или зондирующего излучения. В этом случае очистка импульса от составляющей на частоте основной гармоники производилась с помощью дихроичных зеркал. Для расщепления пучка на возбуждающую и зондирующую части применялся клин из плавленного кварца, с небольшим ($\sim 1^\circ$) углом между поверхностями. Использование клина позволяло разделить по направлениям два блика, соответствующих отражениям от двух поверхностей, и использовать в качестве зондирующего излучения одиночный лазерный импульс.

Возбуждающий лазерный импульс, содержащий основную часть энергии первоначального лазерного излучения, использовался для формирования объекта экспериментальных исследований — лазерной плазмы. Для этого производилась его фокусировка в объём исследуемого газа. В случае исследований лазерной микроплазмы применялась острая фокусировка с помощью асферической линзы с высокой числовой апертурой ($NA = 0.5$), причём диаметр лазерного пучка обеспечивал заполнение рабочей апертуры объектива. Также

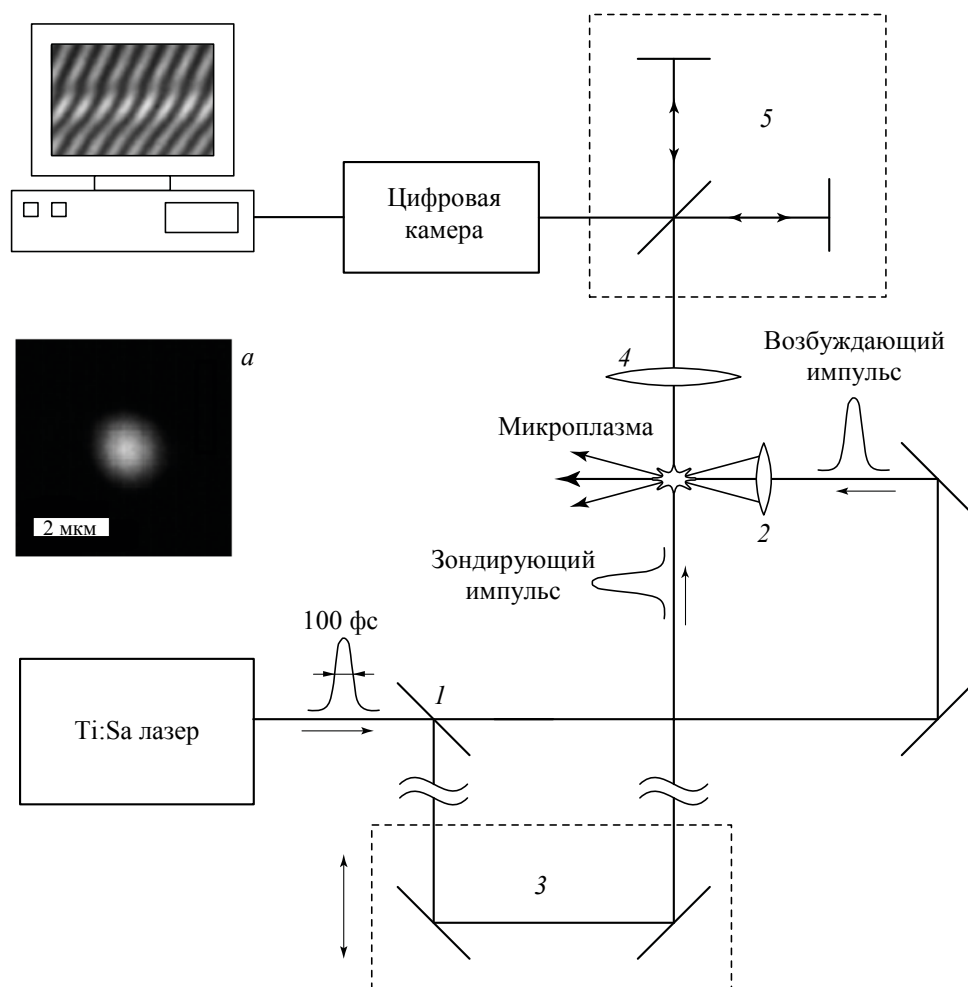


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментов по интерферометрии фемтосекундной лазерной плазмы: делитель пучка (1), фокусирующая оптика (2), линия оптической задержки (3), изображающий объектив (4), интерферометр Майкельсона (5). На врезке распределение интенсивности в фокусе возбуждающего лазерного импульса

для формирования микроплазмы в газах под давлением фокусировка осуществлялась с помощью внеосевого параболического зеркала. Использование отражающей оптики позволило избавиться от эффектов хроматической аберрации, которые могут заметно искажать пространственно-временное распределение интенсивности лазерного излучения в прифокальной области.

При использовании для фокусировки лазерного импульса асферической линзы с высокой числовой апертурой нами измерялся размер фокального пятна и пространственное распределение интенсивности в нём. С этой целью возбуждающий импульс ослаблялся до величины энергии, не приводящей к пробое газа при фокусировке излучения. Затем область перетяжки фокусирующего объектива отображалась на ПЗС-камеру с помощью микроскопного

объектива, обеспечивающего необходимую разрешающую способность ($NA = 0.65$). На рис. 1а приведена полученная таким способом картина пространственного распределения интенсивности в фокусе возбуждающего пучка. Отметим, что в случае, когда интенсивность возбуждающего импульса превышает пороговую интенсивность пробоя газа, формируемая им плазма меняет пространственный профиль интенсивности в фокусе. Этот эффект проявляется, в частности, в появлении конической эмиссии — изменении углового распределения интенсивности излучения в дальней зоне после фокусировки. При оптическом пробое фемтосекундный лазерный импульс дифрагирует на создаваемой им плазме, и угловое распределение интенсивности после фокуса концентрируется у одного или нескольких конусов, в то время как на оси пучка наблюдается провал интенсивности. Таким образом, приведенное распределение является распределением энергии лазерного излучения в случае отсутствия взаимодействия с веществом. Расчет интенсивности лазерного излучения на основе представленного распределения может несколько отличаться от реального в случае образования плазмы. В связи с этим значение интенсивности, рассчитанное подобным образом, будем называть вакуумной интенсивностью.

Контроль фокусировки лазерного импульса при использовании внеосевого параболического зеркала в качестве фокусирующей оптики производился косвенным образом в процессе юстировки. Для корректной фокусировки плоской волны с помощью параболического отражателя излучение должно распространяться параллельно оси параболоида. В противном случае наблюдается астигматизм каустики. Чтобы направить возбуждающее излучение вдоль оси параболического зеркала, использовался юстировочный He–Ne-лазер, совмещённый с фемтосекундным лазерным излучением по ближней и дальней зонам. Далее в фокальной плоскости внеосевого параболоида размещалось плоское зеркало, которое направляло излучение юстировочного лазера точно назад. В процессе юстировки достигалась плоскостность волнового фронта тестового излучения, прошедшего назад и вновь отразившегося от параболоида. Плоскостность волнового фронта контролировалось по дальней зоне тестового излучения.

Сформированный возбуждающим лазерным излучением плазменный объект затем диагностировался с помощью зондирующего лазерного импульса. Проходя через линию переменной оптической задержки, зондирующий импульс попадал в исследуемую область и просвечивал лазерную плазму. За счёт изменения длины линии задержки можно было менять момент прихода зондирующего импульса в исследуемую область, и таким образом изучать временную динамику лазерной плазмы.

Перестройка длины линии оптической задержки осуществлялась с помощью моторизованного оптического столика, на котором размещался уголкового отражатель из двух зеркал. Применение моторизованной подвижки позволило с высокой точностью контролировать относительные значения задержек и в то же время обеспечить достаточно большой диапазон времен прихода зондирующего лазерного импульса (до 100 пс после начала формирования лазерной плазмы).

Исследуемая в данной работе лазерная плазма обладала докритической плотностью. При этом время столкновений даже для плотной лазерной микроплазмы, лежало в пикосекундном диапазоне. Таким образом, исследуемая плазма являлась фазовым объектом и практически не вносила изменений в амплитудное распределение зондирующего импульса. Указанный факт непосредственно наблюдался в экспериментах: при построении теневого изображения лазерной плазмы на матрице ПЗС-камеры практически отсутствовало искажение пространственного профиля распределения интенсивности зондирующего лазерного пучка. Только в случае, когда лазерная микроплазма находилась не в плоскости изображения, наблюдалась картина дифракции зондирующего излучения на плазме. Такая дифракция соответствовала дифракции на фазовом объекте — неоднородности показателя преломления, возникшей в исследуемом газе в результате его ионизации.

После прохождения через лазерную плазму фазовые фронты зондирующего импульса искажались. Такое искажение, связанное с прохождением через фазовый объект, исследовалось с помощью интерферометрии. Так как электронная плотность плазмы связана с её показателем преломления, а пространственное распределение показателя преломления связано с поперечным распределением фазовой добавки, в процессе обработки интерферограмм удавалось получить данные о пространственном распределении электронной плотности лазерной плазмы. Меняя длину линии задержки, можно было получать интерферограммы лазерной плазмы в различные моменты времени и наблюдать её временную динамику.

Для формирования интерферограмм зондирующее излучение, прошедшее через плазму, попадало в изображающий объектив и затем в интерферометр Майкельсона, который служил здесь для амплитудного деления лазерного импульса. Зеркала интерферометра были развернуты на небольшой угол, в результате чего из него выходило две волны с несколько отличающимися направлениями распространения. Каждая из этих волн строила на матрице ПЗС-камеры изображение плазмы. Подбирая угол разворота зеркал и расстояние между интерферометром и ПЗС-камерой, можно было добиться ситуации, когда два изображения лазерной плазмы, формируемые двумя частями зондирующего импульса, не пересекались на ПЗС-матрице. В результате при формировании интерференционной картины в области, где присутствовало изображение лазерной плазмы, полученное одной из интерферирующих волн, вторая волна являлась не искажённой прохождением через неоднородный фазовый объект и могла считаться опорной.

При исследованиях фемтосекундной лазерной микроплазмы применялись изображающие объективы, дающие достаточно большое увеличение (до $M \sim 100$). Таким образом, зондирующее излучение в районе ПЗС-матрицы представляло собой сферические волны с достаточно большим радиусом кривизны волнового фронта. На масштабах ПЗС-матрицы такая волна являлась достаточно плоской для формирования ровных интерференционных полос. Так как две части зондирующего лазерного импульса, сформированные в интерферометре Майкельсона, распространялись под небольшим углом друг относительно друга, интерференционная картина на матрице цифровой камеры состояла

из эквидистантных полос. При использовании фемтосекундных лазерных импульсов в качестве зондирующего излучения важно было обеспечить одновременность прихода двух интерферирующих частей на матрицу ПЗС-камеры. Для этого длина одного из плеч интерферометра Майкельсона регулировалась с помощью перемещения зеркала с точностью перестройки в несколько микрометров. Так как фемтосекундные импульсы имеют широкий спектр, на интерференционной картине наблюдалось небольшое количество полос с хорошим контрастом. Перестройкой базы интерферометра Майкельсона контрастная часть интерференционной картины совмещалась с интересующей нас областью, в которой присутствовало изображение лазерной плазмы.

В отличие от варианта интерферометрической диагностики с использованием отдельно сформированного опорного импульса, описанная методика обладает простотой в применении. В частности, перестройка фокусировки изображающего объектива и длины линии оптической задержки не требуют в данном случае дополнительной юстировки опорного канала. Также данная методика позволяла получать период интерференционных полос, меньший пространственного разрешения изображающего объектива, что невозможно в случае, когда деление зондирующего пучка на две части осуществляется до места расположения объектива таким образом, что обе интерферирующие части попадают в объектив. Это обстоятельство является важным при исследовании лазерной микроплазмы, когда важно иметь высокое пространственное разрешение изображающей системы. Так как в процессе обработки интерферограмм с помощью фурье-фильтрации пространственное разрешение восстановленного распределения разности фаз оказывается меньшим периода полос, использование интерференционной картины с периодом, меньшим пространственного разрешения изображающей оптики позволяет сохранить итоговое разрешение на уровне дифракционного предела применяемой оптики.

2.2. Обработка интерферограмм. Восстановление разности фаз

Рассмотрим математическое описание процесса интерференции двух волн, в результате которого формируется интерференционное изображение в двухлучевой интерферометрии.

Комплексная напряженность электрического поля в плоскости ПЗС-матрицы $z = 0$ имеет вид

$$\mathbf{E}(x, y, t) = \mathbf{E}(x, y) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

с комплексной пространственной амплитудой и гармонической зависимостью от времени.

Пусть комплексное распределение пространственной амплитуды характеризуется следующим образом:

$$E(x, y) = A(x, y) e^{-\varphi(x, y)}, \quad (2)$$

где $A(x, y)$ — модуль напряженности поля, а $\varphi(x, y)$ — фазовый член.

В интерферометре падающая волна разделяется на две когерентные части — объектную и опорную волны с напряженностями \mathbf{E}_o и \mathbf{E}_r соответственно. Как уже было сказано, в наших экспериментах фазовые искажения, внесённые в зондирующую волну лазерной плазмой, разделялись в пространстве для каждой из интерферирующих волн. Таким образом, в области, где одна из волн создавала изображение исследуемого объекта, вторая волна не несла в себе искажений, связанных с прохождением через фазовые неоднородности и поэтому могла считаться опорной.

Рассмотрим результат интерференции двух электромагнитных волн, из которых одна является объектной и обладает добавкой фазы, связанной с прохождением через плазму. Вторая, опорная волна, пусть представляет собой плоскую волну, распространяющуюся под небольшим углом к объектной.

Интенсивность интерференционной картины на матрице ПЗС-камеры будет определяться следующим выражением:

$$I(x, y) \sim \langle (\mathbf{E}_o + \mathbf{E}_r)^2 \rangle, \quad (3)$$

Так как объектная и опорная волны когерентны, интенсивность может быть записана как

$$I(x, y) \sim \langle (\mathbf{E}_o + \mathbf{E}_r)^2 \rangle = \langle \mathbf{E}_o^2 \rangle + \langle \mathbf{E}_r^2 \rangle + 2\langle \mathbf{E}_o \mathbf{E}_r \rangle. \quad (4)$$

Данное выражение содержит помимо суммы интенсивностей для каждой из волн ещё слагаемое $2\langle \mathbf{E}_o \mathbf{E}_r \rangle$, называемое интерференционным членом. В случае, когда обе волны имеют одинаковую линейную поляризацию, выражение для интенсивности принимает вид

$$I(x, y) \sim |E_o(x, y) + E_r(x, y)|^2, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} I(x, y) &\sim [A_o(x, y)e^{i\varphi_o(x, y)} + A_r(x, y)e^{i\varphi_r(x, y)}] \times \\ &\times [A_o(x, y)e^{-i\varphi_o(x, y)} + A_r(x, y)e^{-i\varphi_r(x, y)}] = \\ &= A_o^2(x, y) + A_r^2(x, y) + 2A_o(x, y)A_r(x, y)\cos[\varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y)]. \quad (6) \end{aligned}$$

Из приведенного выражения видно, что в результате интерференции возникает картина распределения интенсивности, в которой содержится информация как об амплитуде, так и о фазе волн.

Таким образом, интерференционная картина представляет собой набор полос, вдоль которых разность фаз между объектной и опорной волнами постоянна. Так как объектная волна содержит в себе дополнительную фазовую добавку, связанную с прохождением через фазовую неоднородность, то наблюдаемые полосы имеют изгиб в местах, где присутствует изображение лазерной плазмы.

Как было сказано, пространственная картина распределения интерференционных полос несёт в себе информацию о фазовой добавке к объектной волне. Эта фазовая добавка возникает в результате прохождения объектной волной

фазово-неоднородного объекта. В наших экспериментах таким объектом являлась лазерная плазма. Извлекая из интерференционной картины пространственное распределение этой фазовой добавки, мы можем получать информацию о пространственном распределении показателя преломления плазмы.

Различные методы восстановления разности фаз по интерференционной картине, полученной в результате двухлучевой интерферометрии, можно разделить на две основные группы. В первую группу входят методики, основанные на выделении координат интерференционных полос. Такие методы достаточно чувствительны к наличию шума и требуют контроля работы алгоритма обработки.

В данной работе для восстановления пространственного распределения разности фаз интерферирующих волн использовалась методика, основанная на обработке интерферограммы в фурье-области. Этот метод опирается на разделение частотных составляющих интерференционной картины в спектральном представлении.

Если пространственное распределение интенсивности в каждой из интерферирующих волн и пространственное распределение разности фаз между волнами практически не содержит компонент на частотах, соответствующих интерференционным полосам, то полезная часть сигнала может быть выделена в частотной области.

Рассмотрим интерференционную картину со следующим пространственным распределением интенсивности:

$$I(x, y) = A(x, y) + B(x, y) \cos[\phi(x, y) + k_0 x], \quad (7)$$

где k_0 — несущая пространственная частота.

Тут пространственная несущая интерференционных полос направлена вдоль координаты x , а $A(x, y)$, $B(x, y)$ и $\phi(x, y) = \phi_0(x, y) - \phi_1(x, y)$ — средняя интенсивность, вариация интенсивности и разность фаз соответственно. Чтобы избежать наличия замкнутых полос в интерференционной картине, несущая пространственная частота должна быть достаточно высокой:

$$k_0 > \max \text{grad} \phi(x, y). \quad (8)$$

Распределение (7) можно записать следующим образом:

$$I(x, y) = A(x, y) + C(x, y) e^{ik_0 x} + C^*(x, y) e^{-ik_0 x}, \quad (9)$$

где

$$C(x, y) = \frac{1}{2} B(x, y) e^{i\phi(x, y)}. \quad (10)$$

После преобразования Фурье получаем следующую зависимость частотного распределения интенсивности:

$$\hat{I}(k_x, k_y) = \hat{A}(k_x, k_y) + \hat{C}(k_x - k_0, k_y) + \hat{C}^*(k_x + k_0, k_y), \quad (11)$$

где \hat{I} , \hat{A} и \hat{C} — соответственно фурье-образы I , A и C , а k_x, k_y — пространственные частоты.

В случае, когда $A(x, y)$, $C(x, y)$ и $\phi(x, y)$ имеют узкий пространственный спектр, характерная ширина которого много меньше несущей частоты интерферограммы, распределение $\hat{I}(k_x, k_y)$ состоит из трех частей, изолированных друг от друга в частотной области.

Так как вклад каждого из трех составляющих в (10) приходится на свою область пространственных частот, можно выделить только член $\hat{C}(k_x - k_0, k_y)$, который локализован в фурье-пространстве в окрестности частоты $\mathbf{k}_0 = (k_0, 0)$. Для этого достаточно наложить на спектр $\hat{I}(k_x, k_y)$ частотную маску, занулив тем самым значение на всех частотах, кроме близких к \mathbf{k}_0 .

После обратного преобразования Фурье получим пространственное распределение, соответствующее (10). Его аргумент совпадает с искомой разностью фаз. При этом наличие постоянной наклонной составляющей разности фаз может быть удалено с помощью вычитания линейной функции. Отметим, что вычисление аргумента комплексного распределения возможно с точностью до 2π , так что для восстановления разности фаз требуется также сшивка полученного распределения до непрерывной функции.

Стоит отметить, что, кроме информативной составляющей, в распределении разности фаз присутствует еще и вклад, обусловленной неплоскостностью фазовых фронтов интерферирующих волн. Для устранения этого вклада в процессе обработки применялась следующая методика. Помимо интерферограммы лазерной плазмы, в экспериментах снимались интерферограммы «пустого пространства», т.е. снимались интерференционные картины, полученные в тех же условиях, но при отсутствии лазерной плазмы. С этой целью возбуждающий импульс перекрывался шторкой. В результате фазовые распределения, полученные без плазмы и с ней, отличались друг от друга только на величину фазовой добавки, вносимой непосредственно изучаемым объектом. Такой метод позволил не только исключить из восстановленного распределения медленные составляющие, связанные с особенностями оптической системы регистрации, но и исключить необходимость сшивки итогового распределения разности фаз. Так как исследуемые нами объекты вносили фазовую добавку к зондирующему импульсу, не превышающую 2π , а воспроизводимость интерференционной картины находилась на достаточно высоком уровне, разность двух фазовых распределений не демонстрировала скачков, связанных с неоднозначностью нахождения аргумента комплексного числа.

2.3. Восстановление пространственного распределения электронной плотности плазмы

Фазовая добавка, возникающая в зондирующем излучении при распространении через лазерную плазму, обусловлена неоднородностью показателя преломления плазмы. В описываемых экспериментах лазерная плазма созда-

валась путем фокусировки одиночных фемтосекундных лазерных импульсов в объем исследуемого газа. При этом образованная лазерным излучением плазма обладала цилиндрической симметрией относительно оптической оси фокусирующей системы. Таким образом, и пространственное распределение показателя преломления фемтосекундной лазерной плазмы также обладало такой симметрией.

В случае прохождения зондирующего излучения через слабый фазовый объект, связь приобретенной волной фазовой добавки $\phi(x, y)$ и пространственного (радиального) распределения показателя преломления $\Delta n(x, r)$ внутри исследуемого объекта выражается с помощью интегрального преобразования Абеля:

$$\phi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda} \int_y^\infty \frac{\Delta n(x, r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (12)$$

Такая зависимость соответствует интегральному фазовому набегу, возникающему в зондирующей волне в результате её распространения на некотором расстоянии от оси симметрии фазового объекта.

Так как в описываемых экспериментах по зондирующей интерферометрии проводилась диагностика цилиндрически-симметричных фазовых объектов и при этом измерялось пространственное распределение фазовой добавки к зондирующей волне, то для восстановления радиального распределения показателя преломления в фемтосекундной лазерной микроплазме требовалось использование обратного преобразования Абеля:

$$\Delta n(x, r) = -\frac{\lambda}{2\pi^2} \int_r^\infty \frac{\phi_y(x, y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy, \quad (13)$$

которое является аналитическим обращением преобразования (12).

Как известно [20, 21], процедура обратного преобразования Абеля представляет собой типичную некорректную задачу, и для получения на его основе данных о пространственном распределении показателя преломления требуется применение процедур регуляризации. Отметим, что в большинстве описываемых в данной работе экспериментов пространственное распределение фазовой добавки обладало достаточно высоким соотношением сигнал–шум (свыше 100). Однако асимметрия пространственного распределения фазовой добавки, всегда присутствовавшая в экспериментальных данных, требовала процедуры симметризации данных.

Для восстановления радиального распределения показателя преломления в фемтосекундной лазерной микроплазме нами применялось свободно распространяемое программное обеспечение IDEA [22, 23], которое позволяло проводить симметризацию исходных данных и выполнять процедуру обратного преобразования Абеля.

Для симметризации исходных данных использовался простой алгоритм, основанный на вычислении полусуммы распределений $f(x)$ и $f(-x)$, т.е. выде-

ление чётной части из распределения фазы в некотором сечении плазменного объекта. Данный алгоритм требовал определения центральной точки (т.е. координаты $x = 0$), которое предполагалось совпадающим с максимумом фазовой добавки в данном сечении. Отметим, что использование для восстановления радиального распределения показателя преломления только одной из половин указанного сечения приводило к полностью аналогичным результатам. Это обстоятельство позволяет заключить, что асимметрия распределения фазового набег в поперечном сечении в наших экспериментах была достаточно малой и не оказывала заметного влияния на полученные результаты.

Так как частота столкновений в исследуемой нами плазме была мала, пересчет пространственного распределения показателя преломления в распределение электронной плотности выполнялся в рамках бесстолкновительной модели Друде [24]. В этом случае связь электронной плотности плазмы N_e и её показателя преломления n выражается следующим образом:

$$n^2 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m}, \quad (14)$$

где ω_p — электронная плазменная частота, e и m — соответственно заряд и масса электрона.

3. Интерферометрия фемтосекундной лазерной микроплазмы в газах

Лазерная плазма, сформированная при острой фокусировке одиночных фемтосекундных лазерных импульсов, характеризуется высокой степенью ионизации газа и микронными пространственными размерами. Основным механизмом возникновения фемтосекундной лазерной плазмы служит туннельная ионизация атомов и ионов газа сверхсильным лазерным полем. В данном разделе описываются результаты экспериментальных исследований фемтосекундной лазерной микроплазмы в воздухе азоте аргоне и гелии. Приведено краткое описание экспериментальных установок, применявшихся для создания плазмы и её интерферометрической диагностики. В ходе проведения экспериментов был обнаружен процесс постиионизации фемтосекундной лазерной плазмы — явления нарастания её электронной плотности после окончания воздействия возбуждающего лазерного излучения. В заключительном разделе приводится теоретическое обоснование предложенного механизма такого процесса — ионизации плазмы горячими электронами, сформированными силовым лазерным излучением.

3.1. Фемтосекундная лазерная микроплазма воздуха

В данном разделе представлены основные результаты экспериментов по исследованию динамики формирования и развития лазерной плазмы, возбуждаемой в микрообъемах воздуха при атмосферном давлении, острогофокусированными (в область с диаметром несколько микрометров), высоко-

интенсивными (от $\sim 10^{14}$ Вт/см² до $\sim 10^{17}$ Вт/см²) фемтосекундными лазерными импульсами титан-сапфирового лазера с длительностью $\tau \cong 130$ фс, энергией до 1 мДж, длиной волны $\lambda = 800$ нм и близким к гауссовому пространственным профилем интенсивности в пучке. Такая плазма с характерными размерами диаметра в нескольких микрометрах и длиной до нескольких десятков микрометров (так называемая *микроплазма*) является интересным и важным объектом для экспериментальных исследований как в связи с указанными выше фундаментальными и прикладными аспектами данной проблемы, так и в связи с уникальной возможностью изучения поведения вещества и плазмы в сверхсильных лазерных полях (с субрелятивистскими интенсивностями) на относительно простых и компактных фемтосекундных лазерных установках. Действительно, высокое качество излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера позволяет фокусировать пучок в область с диаметром ~ 1 мкм и, тем самым, достигать вакуумных интенсивностей вплоть до 10^{18} Вт/см² уже при энергии импульсов около 1 мДж. Таким образом, само получение микроплазмы высокоинтенсивными фемтосекундными импульсами не представляет особого труда, однако ее дальнейшее изучение сталкивается с существенными экспериментальными трудностями и, в первую очередь, с недостаточной разработанностью методов исследования нестационарных микроразмерных плазменных образований и протекающих в них сверхбыстрых физических процессов, в том числе методов сверхскоростной лазерной микроинтерферометрии и сверхбыстрой микроспектроскопии лазерной плазмы. В настоящем разделе представлены результаты исследований по разработке, созданию и практической реализации таких методов изучения микроплазмы. Для исследования динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы применялась методика зондирующей микроинтерферометрии.

Принципиальная схема разработанного метода и созданной экспериментальной установки для проведения интерферометрических исследований динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы и измерения ее параметров представлена на рис. 1. Одиночный импульс линейно-поляризованного излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера разделялся полупрозрачным зеркалом на две неравные части, большая из которых (возбуждающий импульс) использовалась для создания плазмы в исследуемом газе, а меньшая (зондирующий импульс) для просвечивания («стробирования») образующейся плазмы и последующего формирования ее интерференционного изображения на фоторегистрирующем устройстве. Напомним, что принципиально любая из многочисленных методик импульсной лазерной интерферометрии (pump-probe interferometry) для диагностики плазмы, которые неоднократно и успешно применялись ранее и применяются в настоящее время во многих экспериментальных работах (см., например, [25–37]), основана на регистрации «мгновенных» интерференционных изображений объема возбужденного вещества (плазмы), получаемых с помощью задержанных по времени зондирующих лазерных импульсов «подсветки». Основное отличие применявшейся в данной работе методики от других заключается в её прецизионности — сочетании высокого временного (~ 100 фс)

и пространственного разрешения ($\cong 1.5$ мкм) и, тем самым, в возможности проведения измерений пространственно-временного распределения показателя преломления и электронной плотности микроплазмы как непосредственно во время действия возбуждающего лазерного импульса, т.е. на самой начальной стадии формирования плазмы и её эффективного взаимодействия с лазерным излучением, так и на стадии её свободного расширения.

Формирование лазерной плазмы осуществлялось при фокусировке возбуждающего импульса в объем воздуха с помощью асферического микрообъектива (2) с фокусным расстоянием $F = 8$ мм и числовой апертурой $NA = 0.5$. При этом минимальный поперечный размер сфокусированного гауссовского пучка составлял величину $\cong 2.5 \cdot 3.5$ мкм² (по уровню $1/e^2$). Особо отметим, что размеры и пространственный профиль интенсивности остросфокусированного пучка тщательно измерялся в наших экспериментах.

Для исследования зависимости параметров плазмы от энергии/интенсивности возбуждающего импульса перед фокусирующим микрообъективом помещались нейтральные светофильтры, обеспечивающие ослабление энергии импульса в 100 и более раз — вплоть до порога пробоя газа (составляющего, например, для воздуха величину $\cong 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²).

Зондирующий импульс направлялся в линию переменной оптической задержки, после прохождения которой просвечивал исследуемую микроплазму перпендикулярно к ее оси — направлению распространения возбуждающего импульса. Изменение времени задержки осуществлялось перестройкой длины оптической линии с помощью прецизионного шагового двигателя в диапазоне от -1 до 10 пс с минимальным пространственным шагом 1.5 мкм (что соответствует времени задержки 10 фс). В более широких пределах (в диапазоне сотен пикосекунд) изменение задержки импульсов производилось ручным перемещением блока зеркал оптической линии вдоль направления распространения зондирующего импульса. Интерференционное изображение микроплазмы в лучах зондирующего излучения строилось на светочувствительной КМОП матрице цифровой камеры Elphel 313 высококачественным изображающим объективом (с фокусным расстоянием $F_1 = 50$ мм и числовой апертурой $NA_1 = 0.5$). Для этого собранное изображающим объективом зондирующее излучение предварительно направлялось в интерферометр Майкельсона, где разделялось на два когерентных пучка. Поскольку размеры изучаемой микроплазмы были много меньше диаметра зондирующего импульса (примерно 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 объектного пучков, выбора ориентации и периода интерференционных полос, а также для компенсации разности хода интерферирующих фемтосекундных импульсов. Необходимая точность и стабильность настройки зеркал интерферометра обеспечивалась микрометрическим перемещением линейных и угловых трансляторов. Величина оптического увеличения (размер изображения микроплазмы) могла варьироваться в пределах от $M = 20$ до 80 путем изменением расстояния между изображающим объекти-

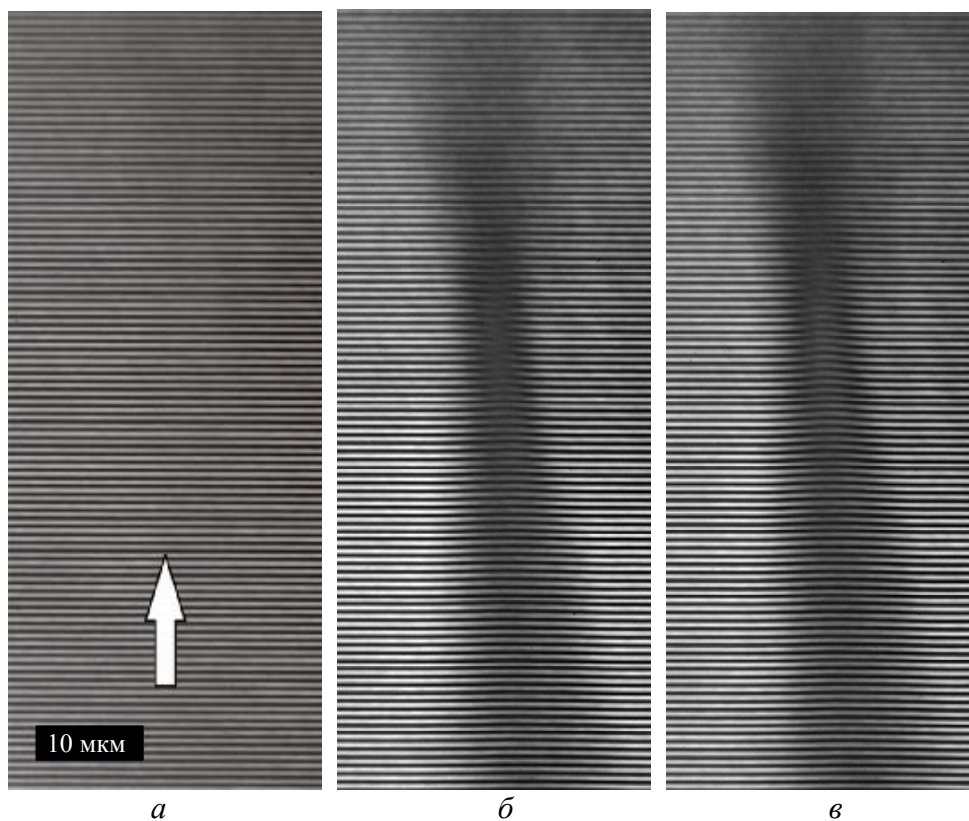


Рис. 2. Интерферометрические изображения фемтосекундной лазерной микроплазмы в воздухе для различных времен задержки зондирующего импульса: (а) 0, (б) 433, (в) 532 фс

вом и цифровой камерой. Значение увеличения измерялось с помощью стандартной штриховой миры (с шагом между штрихами 10 мкм), помещаемой в место расположения микроплазмы. На рис. 2а–в представлены интерферограммы лазерной микроплазмы воздуха, зарегистрированные при различных временных задержках зондирующих импульсов относительно времени первичного пробоя газа возбуждающими импульсами с пиковой (вакуумной) интенсивностью $I \cong (1-2) \cdot 10^{16}$ Вт/см². Аналогично случаю возбуждения плазмы пикосекундными импульсами, полученные интерферограммы демонстрируют существование трех стадий процесса формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы: 1) стадию первичной ионизации (оптического пробоя) газа и возникновения «холодной» плазмы в каустике сфокусированного пучка (так называемой плазменной нити, минимальные поперечные размеры которой практически совпадают с размерами перетяжки возбуждающего пучка); 2) стадию эффективного взаимодействия образовавшейся плазмы с возбуждающим излучением, длящуюся вплоть до окончания действия лазерного импульса и сопровождающуюся поглощением возбуждающего излуче-

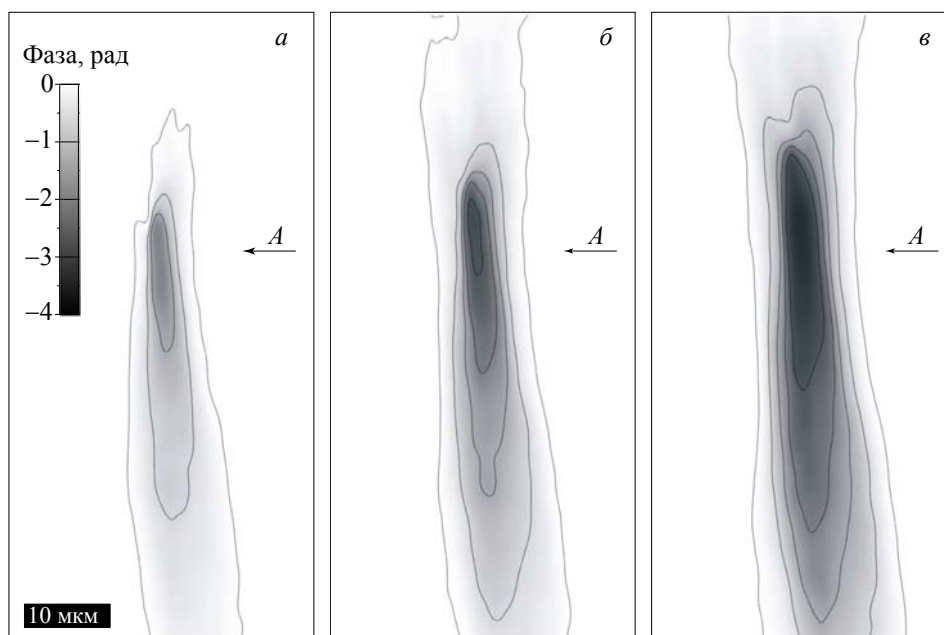


Рис. 3. Пространственные распределения фазовой добавки фемтосекундной лазерной микроплазмы в воздухе для различных времен задержки зондирующего импульса: (а) 532, (б) 696, (в) 1 пс

ния, интенсивным нагревом и быстрым расширением плазменной нити; и 3) стадию свободного расширения плазмы с существенно меньшей (на порядок величины) скоростью разлета. При этом главным отличием пространственной структуры фемтосекундной микроплазмы от пикосекундной является ее аксиальная симметрия и отсутствие расширяющегося плазменного образования в форме пузыря, возникающего в центре пикосекундной плазмы и распространяющегося навстречу возбуждающему излучению.

На рис. 3а–в представлены полученные из интерферограмм картины пространственного распределения фазы зондирующего импульса после прохождения им микроплазмы. Процедура восстановления фазы осуществлялась с помощью стандартного фурье-алгоритма [38, 39].

Полученные пространственные распределения фазы позволяют получить картину пространственного распределения показателя преломления в лазерной микроплазме с помощью стандартной процедуры обратного преобразования Абея при дополнительных (обычных в подобных случаях) предположениях об осевой симметрии плазмы.

Основной причиной изменения показателя преломления в лазерной плазме, как известно, является отрицательный вклад свободных электронов, приводящий к уменьшению показателя её преломления до значений, меньших единицы. Связь между изменением электронной плотности плазмы $N_e(t)$ и показателем преломления $n(t)$ определялась в рамках модели Друде.

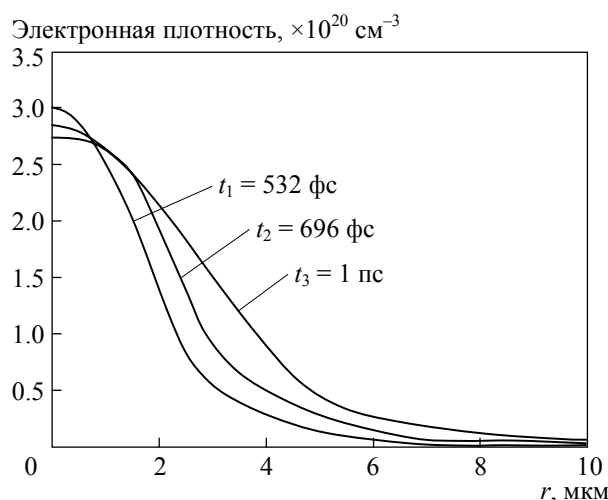


Рис. 4. Радиальные распределения электронной плотности фемтосекундной лазерной микроплазмы воздуха для различных задержек зондирования

Радиальные распределения электронной плотности фемтосекундной микроплазмы воздуха (в сечении, соответствующем максимальной плотности плазмы) на различных стадиях ее развития представлены на рис. 4. Полученные данные свидетельствуют о чрезвычайно высокой степени ионизации микроплазмы уже на этапе ее взаимодействия с возбуждающим импульсом. Степень ионизации плазмы в фокусе сразу после прохождения высокоинтенсивного лазерного импульса достигает значений $n \cong 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что очень близко к максимально возможной (при атмосферном давлении) электронной плотности плазмы полностью (вплоть до ядер) ионизированного воздуха $N_{e \text{ max}} \cong 3.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Столь высокие электронные концентрации возникают в фемтосекундной плазме воздуха, начиная с интенсивностей возбуждающих импульсов $\gtrsim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$.

3.2. Лазерная микроплазма в газах

В данном разделе представлены результаты экспериментальных исследований динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы, возбуждаемой в газах импульсами второй гармоники титан-сапфирового лазера фемтосекундной длительности ($\lambda = 400 \text{ нм}$, $\tau \sim 100 \text{ фс}$, $E \sim \sim 200 \text{ мкДж}$). 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 диаметром около 2 мкм. При этом вакуумная интенсивность в перетяжке пучка составляла величину вплоть до $\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. Использование импульсов второй гармоники, с одной стороны, было связано с переходом в интересующий нас УФ спектральный диапазон, а с другой стороны, обеспечивало резкое повышение контраста возбуждающего лазерного излучения,

что принципиально важно для корректного проведения экспериментов в высокоинтенсивном поле и дальнейшей интерпретации полученных результатов.

Схема экспериментальной установки практически не отличается от представленной на рис. 1. Основное отличие в данном случае представляло использование второй гармоники излучения титан-сапфирового лазера в качестве возбуждающего импульса. При этом фокусировка импульса осуществлялась в струю исследуемого газа.

На рис. 5а представлены результаты измерения электронной плотности микроплазмы азота и аргона вблизи фокуса в диапазоне от 0 до 5000 фс. Вид-

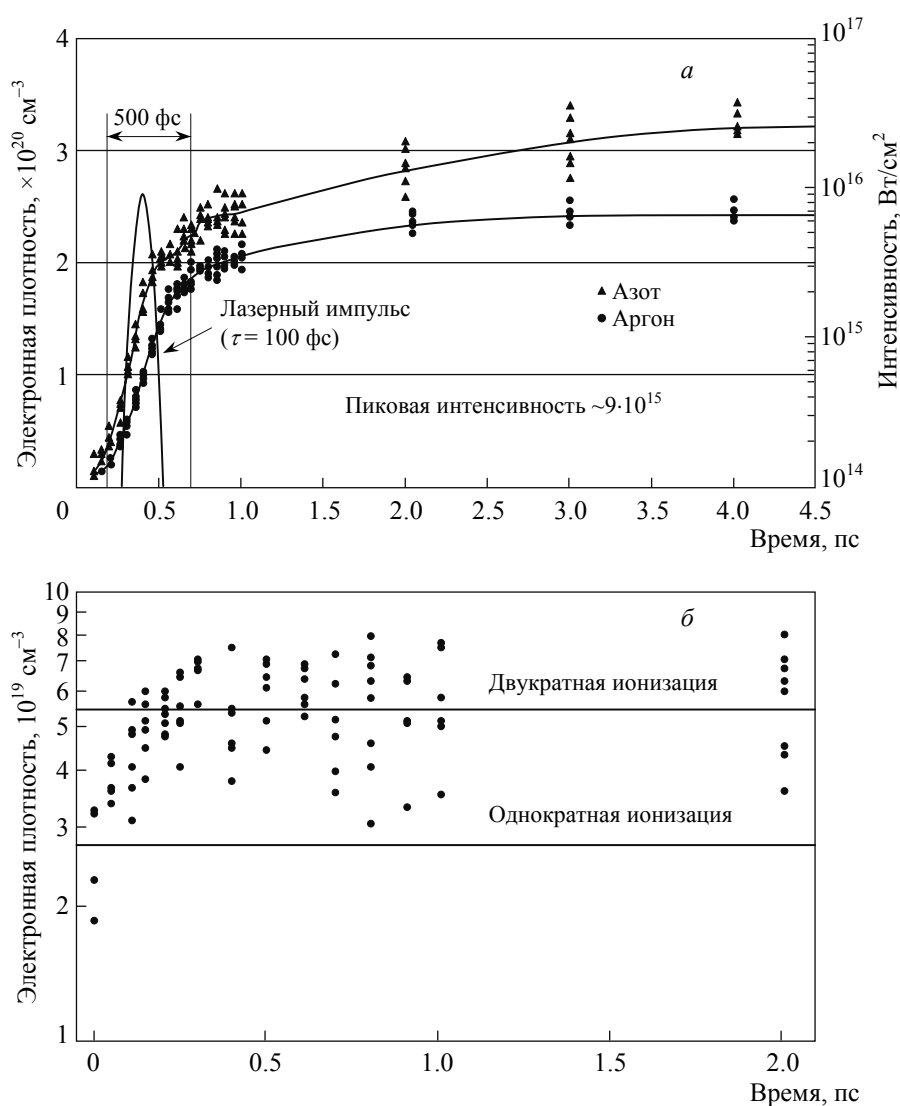


Рис. 5. Временная динамика электронной плотности фемтосекундной лазерной микроплазмы: (а) измеренная в азоте и аргоне, (б) измеренная в гелии

но, что характерное время быстрого формирования плазмы составляет около 500 фс, после чего нарастание электронной плотности замедляется, но не прекращается полностью. Видно также, что продолжительность стадии резкого возрастания 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 гауссового временного профиля, пиковой интенсивности $I_0 = 4 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и порога пробоя $I_{\text{пор}} = 10^{14}$ Вт/см² (азот) длительность лазерного воздействия составляет около 300 фс.

В случае плазмы гелия (рис. 5б) продолжительность быстрого формирования плазмы также соответствует времени лазерного воздействия. Достаточно высокий разброс точек на графике зависимости электронной плотности плазмы от времени обусловлен низкой электронной плотностью такой плазмы, которая находилась на пределе чувствительности нашей методики.

Как видно на рис 5б, при оптическом пробое гелия в указанных условиях электронная плотность плазмы менее чем за 500 фс достигает максимально возможной величины (двукратно ионизованный гелий) и далее перестаёт расти. Однако в случае азота, как следует из рис. 5а, плотность плазмы продолжает возрастать и на значительно больших временных масштабах. В частности, нарастание электронной плотности плазмы азота продолжается на временах в единицы пикосекунд, что заведомо превосходит время взаимодействия плазмы с возбуждающим лазерным излучением. Насколько нам известно из литературы, такой процесс в фемтосекундной лазерной плазме оптического пробоя газов ранее экспериментально не наблюдался.

3.3. Фемтосекундная лазерная микроплазма в газах под давлением

Техника зондирующей микроинтерферометрии применялась в данной работе также и для исследования фемтосекундной лазерной микроплазмы, возникающей при оптическом пробое газов под давлением. Схема эксперимента в данном случае была аналогична схеме, описанной в разд. 3.2, однако фокусировка возбуждающего лазерного излучения осуществлялась внутри камеры высокого давления, заполненной исследуемым газом. В качестве источника фемтосекундных лазерных импульсов применялась титан-сапфировая система SpectraPhysics Spitfire Pro XP, состоящая из задающего генератора и регенеративного усилителя. Длительность лазерного импульса на частоте основной гармоники составляла 35 фс при энергии до 3 мДж и центральной длине волны 800 нм. При этом излучение лазерной системы преобразовывалось во вторую гармонику в кристалле ВВО I типа синхронизма толщиной 100 мкм. Эффективность преобразования излучения составляла 20%. Излучение на частоте второй гармоники использовалось в данном эксперименте как для создания лазерной микроплазмы в газе, так и для её зондирования. Длительность импульса второй гармоники оценивалась косвенным образом по ширине спектра лазерного импульса в 50 фс. Для очистки лазерного импульса от

излучения на частоте основной гармоники титан-сапфирового лазера применялась система из двух дихроичных зеркал.

Внутри камеры высокого давления располагалась оптика для фокусировки возбуждающего лазерного импульса, а также микрообъектив для построения изображения лазерной микроплазмы зондирующим импульсом. В качестве фокусирующей оптики применялась внеосевая парабола (Newport 50328AL) с алюминиевым покрытием и эффективным фокусным расстоянием 2 см. Изображающий объектив являлся стандартным микроскопным объективом с числовой апертурой $NA = 0.5$.

Камера наполнялась исследуемым газом после предварительной откачки, позволявшей избавиться от примесей газов, находившихся в камере. Подача газа в камеру высокого давления осуществлялась непосредственно из газовых баллонов. При этом камера обеспечивала работу с газами под давлением до 10 атм.

Временная динамика электронной плотности в фемтосекундной лазерной микроплазме гелия, измеренной в перетяжке возбуждающего лазерного импульса, приведена на рис. 6. На этом графике присутствуют результаты измерения временной зависимости электронной плотности лазерной плазмы при давлениях 5 и 10 атм. По вертикальной оси отложено значение степени ионизации. Видно, что двукратное повышение давления приводит приблизительно к двукратному росту электронной плотности. Как следует из графиков, время формирования фемтосекундной лазерной микроплазмы в гелии при давлении 10 атм превышает время формирования для при более низком давлении. Данное обстоятельство может быть связано с самовоздействием лазерного импульса, распространяющегося в газовой среде высокой плотности. Отметим, что абсолютные значения на шкале времени могут быть различными для двух приве-

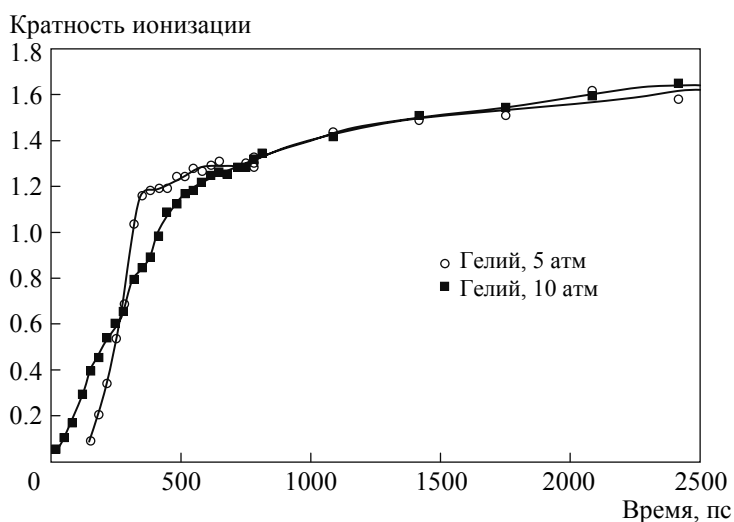


Рис. 6. Временная динамика электронной плотности фемтосекундной лазерной микроплазмы гелия

денных зависимостей. Это связано со значительными механическими деформациями оптической схемы при подаче в камеру газа высокого давления.

На рис. 6 также видно, что нарастание электронной плотности продолжается далее на временных масштабах в несколько пикосекунд, что заведомо превышает длительность воздействия возбуждающего лазерного излучения. Подобное явление, наблюдавшееся также и при атмосферном давлении, связывается с последующей ионизацией плазмы электронами, образовавшимися в процессе фотоионизации газа и взаимодействия возникшей в результате этого плазмы с веществом.

3.4. Постионизация фемтосекундной лазерной микроплазмы

Можно предложить следующий механизм ионизации в наших экспериментах: 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.

Фотоионизация

Скорость фотоионизации (в атомных единицах) для атома или иона с зарядом Z и энергией ионизации I_Z рассчитывается по формуле [40]

$$w_Z(t) = \frac{4E_Z}{E(t)} \exp\left[-\frac{2E_Z}{3E(t)}\right], \quad (15)$$

где

$$E_Z = \left(\frac{I_Z}{Ry}\right)^{3/2} \quad (16)$$

— напряженность внутриатомного (внутриионного) поля, $E(t)$ — мгновенное значение напряженности лазерного поля, Ry — постоянная Ридберга.

В обычных единицах выражение (15) записывается как

$$w_Z(t) = \frac{4m^3 |e|^9 E_Z}{E(t)\hbar^7} \exp\left[-\frac{2m^2 |e|^5 E_Z}{3E(t)\hbar^4}\right], \quad (17)$$

где e и m — заряд и масса электрона, \hbar — постоянная Планка, E_Z определяется выражением (16).

Отметим, что сравнение расчетов по формуле (15) с результатами прямого численного интегрирования уравнения Шредингера в лазерном поле, проведенное в [41], показывает хорошую точность выражения (15).

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

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -N_0(t)w_0(t), \\ \frac{dN_1}{dt} &= N_0(t)w_0(t) - N_1(t)w_1(t), \\ &\dots \\ \frac{dN_Z}{dt} &= N_{Z-1}(t)w_{Z-1}(t) - N_Z(t)w_Z(t), \end{aligned} \quad (18)$$

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.

Лазерный нагрев

Недавние исследования [42–45] рассеяния электронов на ионах в присутствии лазерного поля показывают, что электроны могут нагреваться очень эффективно, в частности за счет многократных коррелированных соударений электрона, осциллирующего в лазерном поле, с одним и тем же ионом («эффект парашюта»).

Для нахождения температуры электронов мы пользуемся приближенным аналитическим выражением для скорости нагрева [44]. Начальная температура находилась из средней энергии электронов, полученной при фотоионизации. Отметим, что скорость нагрева, найденная в [44], насыщается с температурой; поэтому температура, достигнутая в процессе нагрева, мало зависит от начального значения. При наших условиях расчетное значение температуры в фокусе пучка после нагрева составило около 0.3 кэВ.

Ионизация электронным ударом

Динамика электронной плотности после лазерного импульса рассчитывается с помощью опубликованных значений сечений и скоростей ударной ионизации [46–49] и ударного возбуждения [50–56] 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 [44] не должна привести к принципиальным ошибкам при расчете динамики ударной ионизации.

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

1) ионизация происходит главным образом за счет последовательного возбуждения, а не за счет прямой ионизации;

2) скорость последовательного процесса определяется в основном скоростью возбуждения из основного состояния, а дальнейшее возбуждение и ионизация проходят быстрее.

Поэтому процесс ударной ионизации моделируется с помощью двух (для каждого Z) скоростей: скорости перехода 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:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_0^{\text{gr}}}{dt} &= -N_0^{\text{gr}} q_0^{\text{gr-ex}}(T), \\
\frac{dN_0^{\text{ex}}}{dt} &= N_0^{\text{gr}} q_0^{\text{gr-ex}}(T) - N_0^{\text{ex}} q_0^{\text{ex-cont}}(T), \\
\frac{dN_1^{\text{gr}}}{dt} &= N_0^{\text{ex}} q_0^{\text{ex-cont}}(T) - N_1^{\text{gr}} q_1^{\text{gr-ex}}(T), \\
\frac{dN_1^{\text{ex}}}{dt} &= N_1^{\text{gr}} q_1^{\text{gr-ex}}(T) - N_1^{\text{ex}} q_1^{\text{ex-cont}}(T), \\
&\dots \\
\frac{dN_Z^{\text{gr}}}{dt} &= N_{Z-1}^{\text{ex}} q_{Z-1}^{\text{ex-cont}}(T) - N_Z^{\text{gr}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T), \\
\frac{dN_Z^{\text{ex}}}{dt} &= N_Z^{\text{gr}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T) - N_Z^{\text{ex}} q_Z^{\text{ex-cont}}(T), \\
&\dots \\
\frac{dT}{dt} &= -\frac{2}{3\tilde{N}_{\text{el}}} \sum_{Z=0} N_Z^{\text{gr}} q_Z^{\text{gr-ex}}(T) W_Z^{\text{ex}} + N_Z^{\text{ex}} q_Z^{\text{ex-cont}}(T) (I_Z - W_Z^{\text{ex}}),
\end{aligned} \tag{19}$$

где $N_Z^{\text{gr}}(t)$ и $N_Z^{\text{ex}}(t)$ — плотность ионов с зарядом Z в основном и возбужденном состоянии, 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 1) численно интегрируем систему (18) за время лазерного импульса, 2) находим температуру фотоэлектронов, 3) численно интегрируем систему (19) начиная со времени окончания лазерного импульса.

Рассчитанная динамика ионизации в случае возбуждения гауссовым импульсом длительностью 100 фс для различных пиковых интенсивностей представлена на рис. 7.

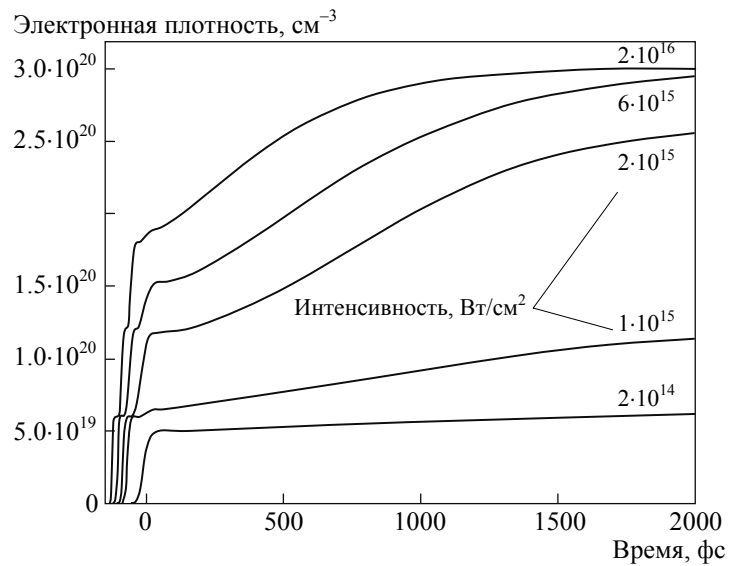


Рис. 7. Результаты численного моделирования динамики формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы азота

На рис. 8 представлены измеренный в эксперименте радиальный профиль показателя преломления фемтосекундной лазерной микроплазмы азота в момент времени 500 фс относительно первичного пробоя (для пиковой интенсивности лазерного импульса $1.7 \cdot 10^{16}$ Вт/см²) и результат численного моделирования для аналогичных параметров. Видно, что численный расчёт находится

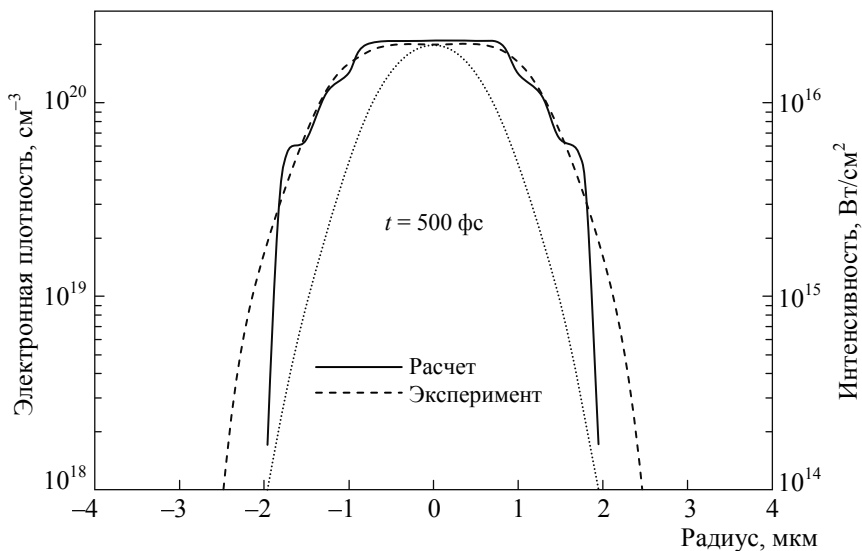


Рис. 8. Радиальное распределение электронной плотности фемтосекундной лазерной микроплазмы. Результаты экспериментов (пунктирная кривая) и численного моделирования (сплошная кривая)

в хорошем согласии 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 составляло в наших экспериментах величину ~1.5 мкм) и поэтому в наших экспериментах не регистрировались.

Отметим, что другим объяснением роста электронной плотности после окончания лазерного импульса могла бы быть фотоионизация пикосекундным пьедесталом импульса или пост-импульсом. Скорость такой (многофотонной) постионизации зависела бы от интенсивности очень сильно; например в условиях рис. 8 для азота она была бы пропорциональна четверной степени интенсивности. Однако наблюдаемая динамика постионизации на разных расстояниях от оси пучка показывает, что зависимость от интенсивности существенно более слабая. Таким образом, этот механизм в наших экспериментах не является определяющим. Взаимодействие образовавшейся микроплазмы с зондирующим импульсом также не может приводить к существенному изменению электронной плотности по причине крайне низкой ($<10^{10}$ Вт/см²) интенсивности зондирующего излучения.

4. Заключение

С помощью методики зондирующей микроинтерферометрии были получены экспериментальные зависимости радиального распределения электронной плотности от времени для фемтосекундной лазерной микроплазмы оптического пробоя газов (воздух, азот, аргон и гелий) при различных давлениях (от 1 до 10 атм). Обнаружено явление постионизации фемтосекундной лазерной микроплазмы газов — нарастание электронной плотности плазмы после воздействия лазерного импульса. Наблюдаемое явление объясняется ударной ионизацией плазмы горячими электронами, сформированными во время взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой.

ABSTRACT

The results of diagnostics of the laser plasma formed in gaseous media due to optical breakdown by tightly focused femtosecond laser pulses with energy up to 3 mJ are presented. As the diagnostics technique we use pump-probe microinterferometry. Temporal dependences of plasma electron density are obtained. It is shown that in the process of optical breakdown of various gases (air, nitrogen, argon and helium) at the different pressures (in the range from 1 to 10 atm) the concentration of electrons are still growing up in the time range ~1 ps after ending of laser action. This process is explained as plasma collisional ionization by hot electrons, formed at the phase of interaction of strong laser radiation with media. The results of modeling of such process are shown.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm²) // *Appl. Phys. B*. 2005. Vol. 81, N 5. P. 727.
2. Corkum P.B., Krausz F. Attosecond science // *Nature Phys.* 2007. Vol. 3, N 6. P. 381–387.
3. Antoine P., L'Huillier A., Lewenstein M. Attosecond pulse trains using high-order harmonics // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77, N 7. P. 1234–1237.
4. Sansone G., Benedetti E., Calegari F., Vozzi C., Avaldi L., Flammini R., Poletto L., Villoresi P., Altucci C., Velotta R., Stagira S., De Silvestri S., Nisoli M. Isolated single-cycle attosecond pulses // *Science*. 2006. Vol. 314, N 5798. P. 443–446.
5. Pfeifer T., Gallmann L., Abel M.J., Neumark D.M., Leone S.R. Single attosecond pulse generation in the multicycle-driver regime by adding a weak second-harmonic field // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, N 7. P. 975–977.
6. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43, N 4. P. 267–270.
7. Malka V., Faure J., Gauduel Y.A., Lefebvre E., Rousse A., Phuoc K.T. Principles and applications of compact laser–plasma accelerators // *Nature Phys.* 2008. Vol. 4, N 6. P. 447–453.
8. Mangles S.P.D., Murphy C.D., Najmudin Z., Thomas A.G.R., Collier J.L., Dangor A.E., Divall E.J., Foster P.S., Gallacher J.G., Hooker C.J., Jaroszynski D.A., Langley A.J., Mori W.B., Norreys P.A., Tsung F.S., Viskup R., Walton B.R., Krushelnick K. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions // *Nature* 2004. Vol. 431, N 7008. P. 535–538.
9. Peatross J., Backus S., Zhou J., Murnane M.M., Kapteyn H.C. Spectral-spatial measurements of fundamental and third-harmonic light of intense 25-fs laser pulses focused in a gas cell // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1998. Vol. 15, N 1. P. 186–192.
10. Soubacq S., Pignolet P., Schall E., Batina J. Investigation of a gas breakdown process in a laser-plasma experiment // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2004. Vol. 37, N 19. P. 2686–2702.
11. Davis L.M., Li L.Q., Keefe D.R. Picosecond resolved evolution of laser breakdown in gases // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1993. Vol. 26, N 2. P. 222–230.
12. Margetic V., Ban T., Leis F., Niemax K., Hergenröder R. Hydrodynamic expansion of a femtosecond laser produced plasma // *Spectrochim. Acta B: At. Spectrosc.* 2003. Vol. 58, N 3. P. 415–425.
13. Chessa P., De Wispelaere E., Dorchies F., Malka V., Marquès J.R., Hamoniaux G., Mora P., Amiranoff F. Temporal and angular resolution of the ionization-induced refraction of a short laser pulse in helium gas // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82, N 3. P. 552–555.
14. Chien C.Y., La Fontaine B., Desparois A., Jiang Z., Johnston T.W., Kieffer J.C., Pépin H., Vidal F., Mercure H.P. Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air // *Opt. Lett.* 2000. Vol. 25, N 8. P. 578–580.
15. Siders C.W., Rodriguez G., Siders J.L.W., Omenetto F.G., Taylor A.J. Measurement of ultrafast ionization dynamics of gases by multipulse interferometric frequency-resolved optical gating // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87, N 26. 263002.

16. *Rambo P., Schwarz J., Diels J.C.* Interferometry with two-dimensional spatial and high temporal resolution // *Opt. Commun.* 2001. Vol. 197, N 1–3. P. 145–159.
17. *Букин В.В., Воробьев Н.С., Гарнов С.В., Конов В.И., Лозовой В.И., Малютин А.А., Щелев М.Я., Яцковский И.С.* Динамика формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы в газах // *Квантовая электроника.* 2006. Т. 36, № 7. С. 638–645.
18. *Букин В.В., Гарнов С.В., Малютин А.А., Стрелков В.В.* Фемтосекундная лазерная микроплазма оптического пробоя газов: динамика процессов ионизации и пост-ионизации // *Квантовая электроника.* 2007. Т. 37, № 10. С. 961–966.
19. *Bukin V. V., Garnov S. V., Strelkov V. V., Shirokikh T. V., Sychev D. K.* Spatio-temporal dynamics of electron density in femtosecond laser microplasma of gases // *Laser Phys.* 2009. Vol. 19, N 6. P. 1300–1309.
20. *Грибков В.А., Никулин В.Я., Склизов Г.В.* Методика двухлучевого интерферометрического исследования осесимметричных конфигураций плотной плазмы // *Квантовая электроника* 1971. Т. 1, № 6. С. 60–68.
21. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
22. *Keyser C., Schriever G., Richardson M., Turcu E.* Studies of high-repetition-rate laser plasma EUV sources from droplet targets // *Appl. Phys. A.* 2003. Vol. 77, N 2. P. 217–221.
23. *Tillack M.S., Sequoia K.L., Tao Y.* Geometric effects on EUV emissions in spherical and planar targets // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. Vol. 112, N 4. 042060.
24. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
25. *Centurion M., Pu Y., Liu Z., Psaltis D., Hänsch T.W.* Holographic recording of laser-induced plasma // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, N 7. P. 772–774.
26. *Bellanda P., De Michelis C., Mattioli M.* Holographic interferometry of laser produced plasmas using picosecond pulses // *Opt. Commun.* 1971. Vol. 3, N 1. P. 7–8.
27. *Attwood D.T., Coleman L.W.* Microscopic interferometry of laser-produced plasmas // *Appl. Phys. Lett.* 1974. Vol. 24, N 9. P. 408–410.
28. *Azechi H., Oda S., Tanaka K., Norimatsu T., Sasaki T., Yamanaka T., Yamanaka C.* Measurement of density modification of laser-fusion plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 39, N 18. P. 1144–1147.
29. *Attwood D.T., Sweeney D.W., Auerbach J.M., Lee P.H.Y.* Interferometric confirmation of radiation-pressure effects in laser-plasma interactions // *Phys. Rev. Lett.* 1978. Vol. 40, N 3. P. 184–187.
30. *Attwood D.T.* Diagnostics for the laser fusion program — plasma physics on the scale of microns and picoseconds // *IEEE J. Quantum Electron.* 1978. Vol. 14, N 12. P. 909–923.
31. *Raven A., Willi O.* Electron-density structures in laser-produced plasmas at High irradiances // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43, N 4. P. 278–282.
32. *Власов Н.Г., Корчажкин С.В., Мацонашвили Р.Б., Петряков В.М., Соболев С.С., Чалкин С.Ф.* Пикосекундная интерферометрия лазерной плазмы // *Оптика и спектроскопия.* 1985. Т. 59, N 4. С. 934–937.
33. *Da Silva L.B., Barbee T.W., Jr., Cauble R., 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.* Electron density measurements of high density plasmas using soft X-ray laser interferometry // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74, N 20. P. 3991–3994.

34. *Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R.* Multi-keV electron generation in the interaction of intense laser pulses with Xe clusters // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77, N 16. P. 3343–3346.
35. *Sarkisov G.S., Bychenkov Yu.V., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D.* Observation of the plasma channel dynamics and Coulomb explosion in the interaction of a high intensity laser pulse with He gas jet // *JETP Lett.* 1997. Vol. 66, N 12. P. 787–792.
36. *Ditmire T., Gumbrell E.T., Smith R.A., Djaoui A., Hutchinson M.H.R.* Time-resolved study of nonlocal electron heat transport in high temperature plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80, N 4. P. 720–723.
37. *Breitling D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F., Hügel H.* Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths // *Appl. Phys. A.* 1999. Vol. 69, N 7. P. S505–S508.
38. *Takeda M., Ina H., Kobayashi S.* Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry // *J. Opt. Soc. Am.* 1982. Vol. 72, N 1. P. 156–160.
39. *Nugen K.A.* Interferogram analysis using an accurate fully automatic algorithm // *Appl. Opt.* 1985. Vol. 24, N 18. P. 3101–3105.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т III: Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.
41. *Bauer D., Mulser P.* Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations // *Phys. Rev. A.* 1999. Vol. 59, N 1. P. 569–571.
42. *Балакин А.А., Фрайман Г.М.* Тормозное излучение в сильном лазерном поле // *ЖЭТФ.* 2001. Т. 120, № 4. С. 797–809.
43. *Майоров С.А.* Столкновительный нагрев электронов при фокусировке в газе сверхмощного и сверхкороткого лазерного импульса // *Физика плазмы.* 2001. Т. 27, № 4. С. 311–320.
44. *Brantov A., Rozmus W., Sydora R., Capjack C.E., Yu V. Bychenkov, Tikhonchuk V.T.* Enhanced inverse bremsstrahlung heating rates in a strong laser field // *Phys. Plasmas.* 2003. Vol. 10, N 8. P. 3385.
45. *Rascol G., Bachau H., Tikhonchuk V. T., Kull H.-J., Ristow T.* Quantum calculations of correlated electron-ion collisions in a strong laser field // *Phys. Plasmas.* 2006. Vol. 13, N 10. 103108.
46. *Falk R.A., Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H., Phaneuf R.A., Gregory D.C., Crandall D.H.* Measured electron-impact ionization of Be-like ions: B^+ , C^{2+} , N^{3+} , and O^{4+} // *Phys. Rev. A.* 1983. Vol. 28, N 1. P. 91–98.
47. *Moore D.L., Nussbaumer H.* The relevant atomic data // *Space Sci. Rev.* 1981. Vol. 29, N 4. P. 379–386.
48. *Crandall D.H., Phaneuf R.A., Hasselquist B.E., Gregory D.C.* Measured cross sections for ionisation of C^{3+} , N^{4+} and O^{5+} ions with contribution due to excitation-autoionisation // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1979. Vol. 12, N 7. P. L249–L256.
49. *Rinn K., Gregory D.C., Wang L.J., Phaneuf R.A., Müller A.* Electron-impact ionization of O^{5+} : Improved measurements // *Phys. Rev. A.* 1987. Vol. 36, N 2. P. 595–598.
50. *Kato T.* Electron impact excitation of nitrogen and nitrogen-like ions: A review of available data and recommendations // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1994. Vol. 57. P. 181–214.

51. *Hudson C.E., Bell K.L.* Calculated rate coefficients for the electron impact excitation of singly ionized nitrogen // *Phys. Scripta*. 2005. Vol. 71, N 3. P. 268–273.
52. *Frost R.M., Awakowicz P., Summers H.P., Badnell N.R.* Calculated cross sections and measured rate coefficients for electron-impact excitation of neutral and singly ionized nitrogen // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 84, N. 6. P. 2989–3003.
53. *Stafford R.P., Bell K.L., Hibbert A.* Electron impact excitation of N III: Collision strengths and Maxwellian averaged rate coefficients // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1992. Vol. 25, N 24. P. 5449–5460.
54. *Ramsbottom C.A., Berrington K.A., Hibbert A., Bell K.L.* Electron impact excitation rates for transitions involving the $n = 2$ and $n = 3$ levels of beryllium-like N IV // *Phys. Scripta*. 1994. Vol. 50, N 3. P. 246–253.
55. *Griffin D.C., Badnell N.R., Pindzola M.S.* Electron-impact excitation of C^{3+} and O^{5+} : the effects of coupling to the target continuum states // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2000. Vol. 33, N 5. P. 1013–1028.
56. *Datla R.U., Kunze H.-J.* Electron-impact excitation and recombination into excited states of lithiumlike ions // *Phys. Rev. A*. 1988. Vol. 37. P. 4616–4619.