

# Динамика формирования и развития плазмы в газах и прозрачных твердых телах в поле высокоинтенсивных остророфокусированных пикосекундных лазерных импульсов

С.В.Гарнов, В.И.Конов, А.А.Малютин, О.Г.Царькова, И.С.Яцковский, Ф.Даусингер

*Представлены результаты экспериментальных исследований динамики формирования и развития лазерной плазмы, возникающей в микрообъемах газов (воздухе) и прозрачных твердых телах (плавленом кварце) при воздействии высокоинтенсивных ( $I \approx (1 - 2) \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>), остророфокусированных в область диаметром до 4 мкм пикосекундных лазерных импульсов видимого спектрального диапазона ( $\lambda = 539$  нм) длительностью  $\sim 22$  пс. Проведены прецизионные (с пространственным разрешением  $\sim 1.6$  мкм и временным разрешением  $\sim 3$  пс) интерферометрические измерения пространственно-временного распределения коэффициента преломления и электронной плотности непосредственно во время действия возбуждающих пикосекундных лазерных импульсов. Показано, что уже на ранних стадиях формирования плазмы в воздухе, в течение нескольких пикосекунд после ее возникновения, происходит практически полная ионизация исходного газа. В объеме твердых прозрачных диэлектриков (плавленый кварц) при воздействии пикосекундных лазерных импульсов зарегистрировано обратимое, не приводящее к лазерному разрушению материала, возникновение плазмы с концентрацией электронов более  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, пикосекундные лазерные импульсы, интерферометрия, прозрачные диэлектрики, взаимодействие излучения с веществом.

## 1. Введение

Одним из важных направлений физики взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом является изучение неравновесной плазмы, создаваемой в газах и конденсированных средах *остророфокусированными* (в область диаметром несколько микрометров) лазерными УКИ. Данная проблема актуальна как с точки зрения фундаментальной науки (получение новых экспериментальных данных о свойствах неравновесной, пространственно неоднородной плазмы высокой плотности и о механизмах ее формирования и взаимодействия с лазерным излучением пико- и фемтосекундной длительности), так и в связи с многочисленными прикладными задачами. Среди последних следует особо отметить развитие новых лазерных технологий прецизионной микрообработки сверхпрочных металлов и высокотемпературных керамик [1–6], а также прозрачных оптических материалов (стекло) [7–11], в которых плазма, возбуждаемая высокоинтенсивными лазерными УКИ, играет принципиальную и во многом определяющую роль.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики формирования и развития лазерной плазмы, возбуждаемой в микрообъемах газов и в прозрачных твердых телах высокоинтенсивными ( $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерными импульсами длительностью  $\sim 22$  пс ( $\lambda = 539$  нм). Основная цель работы

– проведение прецизионных интерферометрических измерений пространственно-временного распределения показателя преломления и электронной плотности газовой и твердотельной плазмы непосредственно во время действия возбуждающего лазерного импульса. С этой целью была разработана методика и создана экспериментальная установка для генерации и оптической диагностики лазерной плазмы с микрометровым пространственным и пикосекундным временным разрешениями, основанная на регистрации «мгновенных» интерференционных изображений микрообъемов возбужденного вещества (с более чем 100-кратным увеличением) с помощью задержанных по времени зондирующих лазерных УКИ «подсветки» длительностью  $\sim 3$  пс [12].

Несмотря на то что интерферометрические методы давно и широко используются для исследования лазерной плазмы (см., напр., [13–29]) и, в принципе, позволяют изучать ее пространственную структуру и динамику развития с высоким пространственным и временным разрешениями, к настоящему времени остается нерешенным ряд принципиальных вопросов, связанных, в том числе, с проведением экспериментальных исследований начальной стадии формирования плазмы в поле лазерных УКИ и с измерением в малых объемах параметров неоднородной плазмы с большим градиентом плотности, возникающей при оптическом пробое газов и прозрачных твердых тел.

## 2. Методика измерения и экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Одиночный импульс пикосекундного лазера на кристаллах алюмината с неодимом (YAP:Nd) с  $\lambda = 1078$  нм, длительностью 25–30 пс и выходной энергией до

С.В.Гарнов, В.И.Конов, А.А.Малютин, О.Г.Царькова, И.С.Яцковский. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119911 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: garnov@kapella.gpi.ru  
F.Dausinger. Institut für Strahlwerkzeuge, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

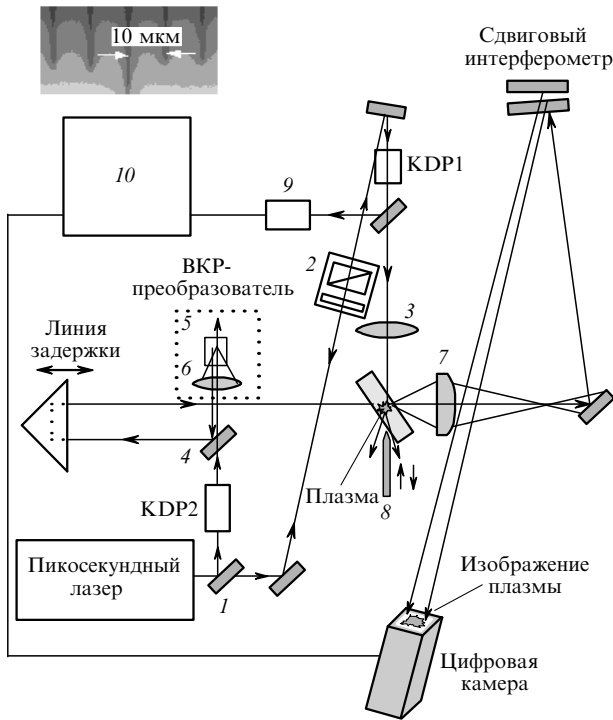


Рис.1. Схема экспериментальной установки и изображение тест-объекта (на врезке): 1 – делитель пучка ( $R = 50\%$ ); 2 – аттенуатор; 3 – фокусирующий объектив ( $8\times$ ,  $NA = 0.2$ ); 4 – дихроичное зеркало; 5 – кювета с этанолом; 6 – линза ( $F = 50\text{ мм}$ ); 7 – изображающий объектив ( $20\times$ ,  $NA = 0.4$ ); 8 – интерферометрический «нож»; 9 – измеритель энергии и длительности лазерных импульсов; 10 – система измерения и контроля параметров лазерных импульсов.

5 мДж разделялся полупрозрачным зеркалом на две приблизительно равные части, одна из которых после преобразования во вторую гармонику ( $\lambda = 539\text{ нм}$ ) в кристалле KDP1 (импульс «накачки») использовалась для создания плазмы в изучаемой среде – воздухе либо в тонкой (300 мкм) пластине плавяного кварца, а другая – для формирования зондирующего плазму излучения (импульс «подсветки»). Применение в качестве возбуждающего плазму излучения импульсов второй гармоники заведомо обеспечивало высокий контраст импульсов накачки и устраняло возможное влияние низкоинтенсивной составляющей выходного излучения пикосекундного лазера («пьедестала») на процесс формирования плазмы.

Фокусировка возбуждающего импульса осуществлялась с помощью микрообъектива с фокусным расстоянием  $F = 17.8\text{ мм}$  ( $8\times$ ,  $NA = 0.2$ ). Минимальный диаметр сфокусированного гауссового пучка составлял 4 мкм (по уровню  $1/e^2$ ) и измерялся с помощью проекционной схемы оптической регистрации пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в фокальной плоскости микрообъектива (рис.2).

В качестве излучения, зондирующего плазму, в экспериментах использовалась генерируемая назад первая стоксова компонента ВКР, возбуждаемая второй гармоникой YAP:Nd-лазера в этаноле ( $\Delta\nu = 2921\text{ см}^{-1}$ ,  $\lambda = 640\text{ нм}$ ). Применение ВКР-преобразователя было обусловлено, в первую очередь, необходимостью реализовать режим синхронной генерации возбуждающих плазму «длинных» (десятки пикосекунд) лазерных импульсов накачки и как можно более коротких импульсов зонди-

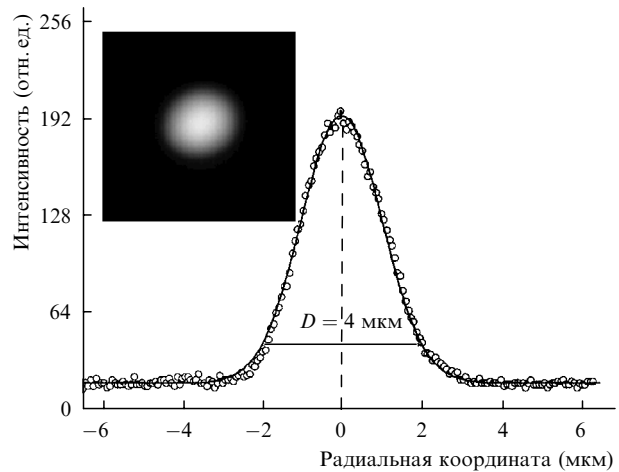


Рис.2. Пространственное распределение интенсивности сфокусированного импульса накачки ( $\lambda_{\text{pump}} = 539\text{ нм}$ ,  $t_{\text{pump}} \approx 22\text{ пс}$ ) с диаметром пучка 4 мкм ( $1/e^2$ ) при увеличении  $111\times$  (точки – эксперимент, сплошная кривая – гауссова аппроксимация). На врезке показано изображение возбуждающего импульса на поверхности мишени.

рующего излучения, обеспечивающих максимально возможное временное разрешение. Как известно [30, 31], ВКР пикосекундных импульсов в жидкостях должно сопровождаться значительным сокращением длительности генерируемого назад стоксова излучения, что и было подтверждено в наших экспериментах прямыми измерениями временного профиля ВКР-излучения с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК) «Агат» с временным разрешением  $\sim 2.6\text{ пс}$ . Длительность генерируемого импульса с  $\lambda = 640\text{ нм}$  и максимальной энергией 0.3 мДж составила 3.1 пс (рис.3) при длительности импульса второй гармоники 22 пс и энергетической эффективности преобразования более 30 %.

Схема ВКР-преобразователя представлена на рис.1. Часть выходного излучения лазера, предназначенная для формирования импульсов подсветки, последовательно преобразовывалась во вторую гармонику в кристалле KDP2 и фокусировалась в кварцевую кювету с этанолом линзой с фокусным расстоянием  $F = 50\text{ мм}$ . Генерируе-

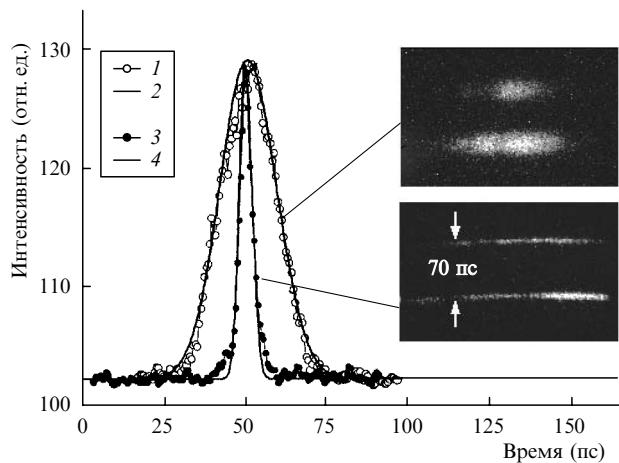


Рис.3. Временное распределение интенсивности импульса накачки ( $\lambda_{\text{pump}} = 539\text{ нм}$ ,  $t_{\text{pump}} \approx 22\text{ пс}$ ) и зондирующего импульса ( $\lambda_{\text{probe}} = 640\text{ нм}$ ,  $t_{\text{probe}} \approx 3.1\text{ пс}$ ) при скорости развертки  $4.5 \times 10^9\text{ см/с}$  и временном разрешении 2.6 пс: 1, 3 – измеренные профили и соответствующие им изображения двух пар импульсов, полученные с помощью электронно-оптической камеры «Агат»; 2, 4 – гауссовы импульсы  $\sim \exp[-4 \ln 2(t/t_{\text{pulse}})^2]$ .

мый назад пикосекундный импульс ВКР собирался и коллимировался этой же линзой, полностью отражался от дихроичного зеркала (пропускающего более 90 % излучения с  $\lambda = 539$  нм), направлялся в оптическую линию переменной временной задержки и после ее прохождения просвечивал исследуемую плазму (под углом  $90^\circ$  к ее оси).

Прошедшее зондирующее излучение «собиралось» микрообъективом ( $20\times$ ,  $NA=0.4$ ), строящим с заданным увеличением (от  $65\times$  до  $170\times$ ) изображение плазмы на матрице цифровой камеры (CMOS-камера,  $1288 \times 1032$ , Elphel Inc. [32]). Между объективом и цифровой камерой располагался интерферометр бокового сдвига [12, 33], образованный двумя плоскими зеркалами, разделенными тонким ( $\sim 0.2-0.3$  мм) воздушным клином с малым (не более  $1^\circ$ ) углом при вершине. Поскольку зеркала интерферометра не параллельны друг другу, отражение зондирующего пучка от переднего зеркала интерферометра ( $R = 40\%$ ) формировало в плоскости матрицы цифровой камеры теневое изображение плазмы, а отражение от заднего зеркала ( $R = 100\%$ ) – ее интерференционное изображение, являющееся результатом интерференции двух пространственно разделенных пучков, первый из которых служил опорным пучком, а второй – предметным [12, 29, 33]. (В силу того, что размеры изучаемой плазмы были много меньше диаметра зондирующего пучка ( $\sim 2$  мм,  $1/e^2$ ), его большая часть проходила вне области наведенной оптической неоднородности и не претерпевала амплитудно-фазовых искажений, т. е. действительно могла использоваться в качестве опорного пучка.) Для предотвращения взаимной интерференции последующих (многократных) отражений зондирующего пучка от зеркал интерферометра, в плоскости объекта (в непосредственной близости от плазмы) размещался непрозрачный экран (так называемый интерферометрический нож [12]).

На рис.1 приведено также теневое изображение тест-объекта – кварцевой миры с периодом 10 штр./мкм, демонстрирующее качество получаемых изображений фазовых микрообъектов и достигнутое пространственное разрешение. В случае использования изображающего микрообъектива ( $20\times$ ,  $NA=0.4$ ) и зондирующего излучения с  $\lambda = 640$  нм пространственное разрешение оптической схемы регистрации в пределе составляло  $\lambda/NA = 1.6$  мкм.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Динамика пикосекундной лазерной плазмы в воздухе

На рис.4 представлены интерферограммы лазерной плазмы в воздухе, зарегистрированные при различных временных задержках зондирующих импульсов в течение действия возбуждающего пикосекундного лазерного импульса накачки с пиковой интенсивностью (в вакууме)  $I_{\text{pump}} \simeq 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью  $t_{\text{pump}} \simeq 22$  пс. Как и в случае возбуждения плазмы пикосекундными импульсами ИК диапазона ( $\lambda_{\text{pump}} = 1078$  нм,  $t_{\text{pump}} \simeq 53$  пс,  $I_{\text{pump}} \simeq (2-2.5) \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [12]), полученные интерферограммы демонстрируют существование трех стадий процесса формирования и развития лазерной плазмы: 1) стадию первичной ионизации (лазерного пробоя) газа и возникновения «холодной» плазмы в каустике сфокусированного пучка (плазменной «нити», рис.4,а, б), для-

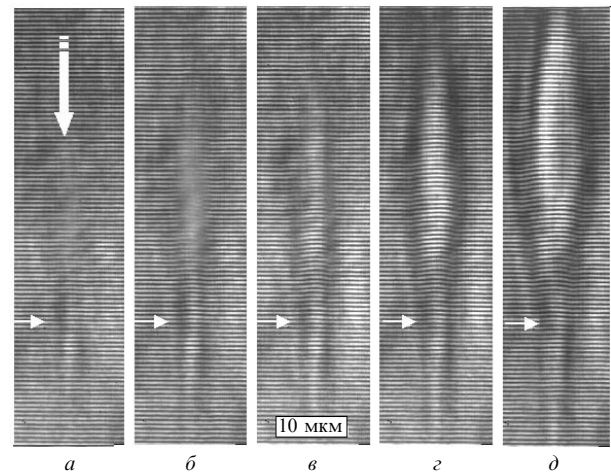


Рис.4. Динамика развития пикосекундной лазерной плазмы в воздухе при задержке зондирующего импульса 3.34 (а), 6.7 (б), 10 (в), 16.7 (г) и 27 пс (д). Нулевая задержка соответствует моменту возникновения плазмы. Импульс накачки ( $\lambda = 539$  нм,  $t_{\text{pump}} \simeq 22$  пс,  $I \simeq 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) направлен вдоль вертикальной стрелки (сверху вниз). Горизонтальными стрелками отмечено положение фокуса. Порог плазмообразования (порог пробоя воздуха)  $I_{\text{th}} \simeq 2.5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

щуюся несколько пикосекунд; 2) стадию эффективного взаимодействия образовавшейся плазмы с лазерным излучением, которая продолжается вплоть до момента окончания его действия и сопровождается поглощением возбуждающего излучения, интенсивным нагревом и быстрым расширением плазменной нити (с радиальной скоростью  $\sim 3 \times 10^7$  см/с) в области, обращенной навстречу падающему импульсу (рис.4,в, д), и 3) стадию свободного расширения плазмы со значительно меньшей (на порядок величины) скоростью разлета [12].

Основное внимание в наших исследованиях было уделено начальному этапу формирования плазмы. Как показали специально проведенные эксперименты (рис.5), плазма возникает на переднем фронте пикосекундного лазерного импульса, когда его интенсивность начинает

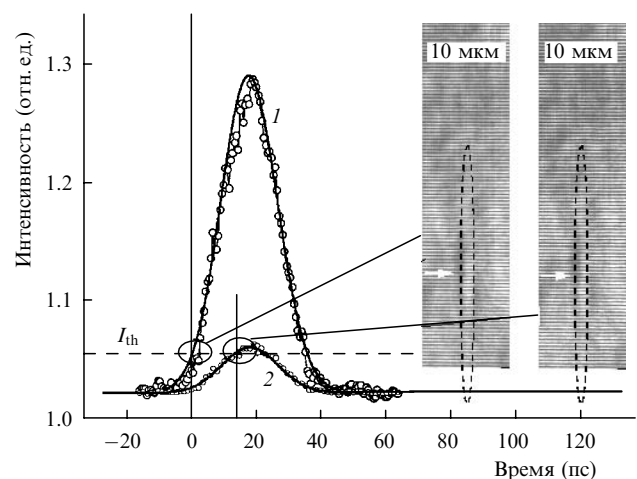


Рис.5. Начальная стадия формирования лазерной плазмы в воздухе ( $\lambda = 539$  нм,  $t_{\text{pump}} \simeq 22$  пс) в случае импульса с пиковой интенсивностью  $2 \times 10^{14}$  (1) и  $3.3 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (2), близкой к интенсивности порога пробоя воздуха ( $I_{\text{th}} \simeq 2.5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). Плазма возникает при достижении импульсом порога пробоя, диаметр плазменной нити определяется размерами областей с  $I_{\text{th}} \leq I(x, y, z, t)$  (выделены контурными линиями на соответствующих интерферограммах, полученных в моменты времени 3.38 и 16.7 пс).

превышать пороговую интенсивность пробоя воздуха  $I_{th}$ . Так, при заданной пиковой интенсивности импульса накачки  $I_{pump} \approx 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> момент появления плазмы отстоит от вершины импульса (опережает ее) на 16–18 пс. При уменьшении пиковой интенсивности (энергии) возбуждающего импульса момент возникновения плазмы последовательно смещается к его вершине и совпадает с ней при достижении порога лазерного пробоя воздуха ( $I_{pump} \approx I_{th} \approx 2.5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). (Приведенное значение пороговой интенсивности измерялось в наших экспериментах двумя независимыми способами: визуально (по образуемой искре) и по возникновению каких-либо искажений интерференционных полос на регистрируемых интерферограммах. При этом оба метода определения порога пробоя дали совпадающие результаты.)

Представленные на рис.5 экспериментальные результаты наглядно демонстрируют, что не только момент возникновения плазмы, но и ее начальные размеры (в частности, диаметр плазменной нити) в основном определяются размерами пространственной области, в которой интенсивность лазерного излучения  $I(x, y, z, t)$  превышает порог лазерного пробоя воздуха:  $I(x, y, z, t) \geq I_{th}$ . Действительно, приведенные на рис.5 интерферограммы начальной стадии формирования плазмы, возбуждаемой лазерными импульсами с различающимися почти на порядок пиковыми интенсивностями –  $I_{pump} \approx 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (временная задержка 3.38 пс) и  $I_{pump} \approx 3.5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (временная задержка 16.7 пс), практически не отличаются друг от друга, а размеры области ионизованного газа, соответствующие моментам времени 3.38 и 16.7 пс, практически совпадают с размерами области, ограниченной пороговой интенсивностью, которая показана на интерферограммах контурными линиями постоянной (пороговой) интенсивности. Влияние самоканалирования (самофокусировки) излучения, характерное для формирования плазмы под действием фемтосекундных импульсов, нами не обнаружено ни на одной из стадий развития плазмы, которая возникает под действием лазерных импульсов длительностью 22 пс.

Полученные интерферометрические изображения плазмы позволяют не только детально изучить ее форму и динамику развития, но и определить пространственно-временное распределение плотности и показателя преломления. Анализ приведенных на рис.4 интерферограмм (направления и величины смещения интерференционных полос) свидетельствует о значительном уменьшении коэффициента преломления ионизованного вещества по сравнению с таковым для окружающего невозмущенного воздуха, что является результатом «отрицательного» вклада свободных электронов в показатель преломления плазмы. В качестве примера на рис.6 приведены восстановленные из интерферограммы рис.4,2 радиальные профили коэффициента преломления  $n(r)$  и электронной плотности  $N_e(t)$  плазмы вблизи фокальной плоскости, полученные с помощью стандартной процедуры обратного преобразования Абея [12, 29, 34]:

$$n(r) = n_0 - \frac{\lambda}{\pi} \int_{r^2}^{R^2} \frac{d\Delta(r)}{dr} \Big|_{r=\sqrt{u}} \frac{1}{2\sqrt{u}} \frac{1}{(u-r^2)^{1/2}} du, \quad (1)$$

$$\Delta(r) = \frac{2}{\lambda} \int_r^R \frac{(n(x) - n_0)x dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}},$$

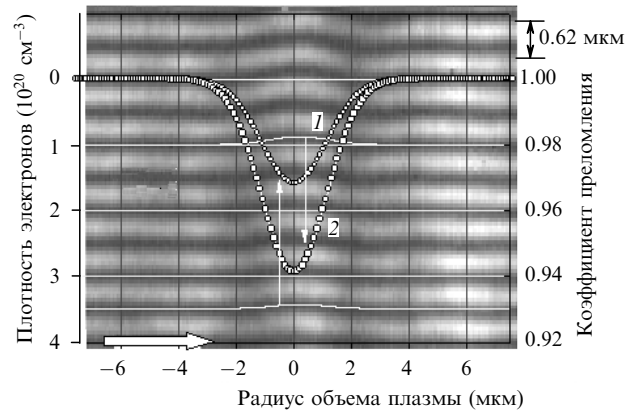


Рис.6. Радиальное распределение электронной плотности и коэффициента преломления в воздушной плазме в области фокуса (отмечен горизонтальной стрелкой) при  $N_e^{max} = 1.6 \times 10^{20}$  (1) и  $3 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> (2). Направление распространения импульса накачки ( $\lambda = 539$  нм,  $t_{pump} \approx 22$  пс,  $I \approx 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) – сверху вниз. Временная задержка зондирующего импульса 16.7 пс (см. рис.4,2).

где  $\Delta(r)$  – экспериментально измеряемое смещение интерференционной полосы как функция радиальной координаты  $r$  (соответствует сдвигу фазы зондирующей волны  $\Delta\Phi(r) = 2\pi\Delta(r)$ );  $R$  – радиус объема плазмы;  $n_0$  – коэффициент преломления окружающей среды ( $n_0 \approx 1.000278$  для воздуха при нормальных условиях).

Электронная концентрация плазмы  $N_e(t)$  определялась исходя из зависимости  $n(r)$  с учетом модели Друде для вклада свободных электронов в коэффициент преломления [34, 35]:

$$n(t) = \left[ n_0^2 - \left( \frac{\omega_p(t)}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad \omega_p^2(t) = \frac{N_e(t)e^2}{\epsilon_0 m_e}, \quad (2)$$

где  $\omega = 2.94 \times 10^{15}$  рад/с – угловая частота зондирующего излучения ( $\lambda_{probe} = 640$  нм);  $\omega_p(t)$  – плазменная частота;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. При этом в силу малости отношения  $\omega_p/\omega$  профиль электронной плотности фактически воспроизводит профиль коэффициента преломления, а вкладом ионов в коэффициент преломления плазмы высокой плотности, как обычно, можно пренебречь [34].

Важным результатом данной работы является факт регистрации в наших экспериментах чрезвычайно больших значений электронной плотности плазмы, достигающих  $\sim 3 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> (рис.6) и свидетельствующих о практически полной ионизации воздуха пикосекундными лазерными импульсами. (Напомним, что максимально ионизирующая концентрация электронов в *полностью* ионизованном воздухе при нормальных условиях составляет  $\sim 3.6 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. При этом плазма остается прозрачной на длинах волн как возбуждающего, так и зондирующего излучения, для которых критическая электронная плотность оказывается еще на порядок выше:  $3.8 \times 10^{21}$  и  $2.7 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> соответственно.) Столь большие концентрации электронов начинают наблюдаться в центре плазменной нити – вблизи фокальной плоскости – уже на самых ранних этапах формирования плазмы, спустя всего несколько пикосекунд после ее возникновения (см. рис.4,б), и достигают своего максимального значения в области быстро расширяющейся плазмы (рис.7) при максимальной интенсивности лазерного импульса.

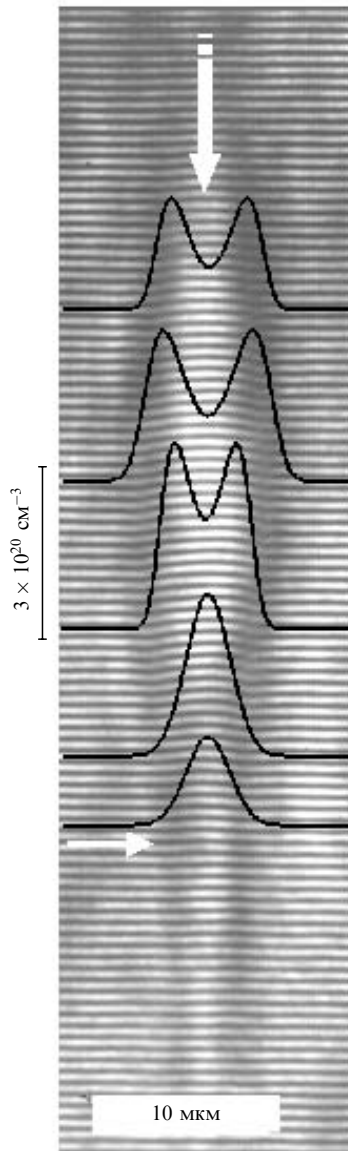


Рис.7. Радиально-осевое распределение электронной плотности в воздушной плазме при временной задержке зондирующего импульса 16.7 пс (см. рис.4,з). Горизонтальной стрелкой отмечено положение фокуса. Импульс накачки направлен вдоль вертикальной стрелки (сверху вниз).

Отметим, что весьма высокие (более  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) концентрации свободных электронов продолжают существовать в плазме в течение значительного времени (сотен пикосекунд [12]), и только спустя несколько наносекунд после их возникновения электронная плотность постепенно снижается до  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и менее ([29]).

### 3.2. Динамика пикосекундной лазерной плазмы в плавленом кварце

Другим исследованным в работе объектом была неравновесная твердотельная плазма, индуцируемая в объеме прозрачных твердых тел (плавленый кварц) высокоинтенсивными пикосекундными лазерными импульсами. Для изучения динамики ее формирования и развития использовались те же экспериментальная установка и методика регистрации интерферометрических изображений области взаимодействия. В отличие от воздуха, в объеме плавленого кварца наряду с возникновением не-

равновесной твердотельной плазмы (с преимущественно электронной составляющей) регистрировались и другие лазерно-индуцированные процессы и явления, вызывающие пространственно-временную модуляцию показателя преломления среды, в том числе нелинейно-оптический эффект Керра, а также различные проявления структурной модификации исходного материала, связанные с образованием радиационных дефектов и лазерным разрушением. Не имея возможности рассмотреть в данной статье весь круг изучаемых явлений, остановимся подробнее на одном из наиболее интересных экспериментальных результатов – обнаружении в объеме прозрачных твердых тел, облучаемых пикосекундными лазерными импульсами, обратимого (не приводящего к последующему лазерному разрушению материала) возникновения неравновесных электронов с концентрацией, превышающей  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Столь высокие «неразрушающие» плотности неравновесной твердотельной плазмы в прозрачных диэлектриках ранее регистрировались лишь при воздействии фемтосекундных ( $\sim 100\text{--}150 \text{ фс}$ ) лазерных импульсов [36, 37], и считалось, что применение более длинных, в частности пикосекундных, импульсов при таких концентрациях должно заведомо вызвать разрушение материала.

На рис.8 приведены интерферограммы области взаимодействия исследуемого образца плавленого кварца, полученные во время действия высокоинтенсивного ( $I_{\text{pump}} \approx 1.2 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ) острогофокусированного пикосекундного лазерного импульса (при задержке зондирующего импульса  $\sim 10 \text{ пс}$ ) и спустя значительное время после его окончания. Поскольку пиковая интенсивность импульса накачки достаточно высока (в частности, она во много раз превышает пороговую интенсивность оптического разрушения плавленого кварца  $I_{\text{th}} \approx (1.2\text{--}1.5) \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ ), в объеме образца возникает значительная по своим размерам область, в которой отчетливо

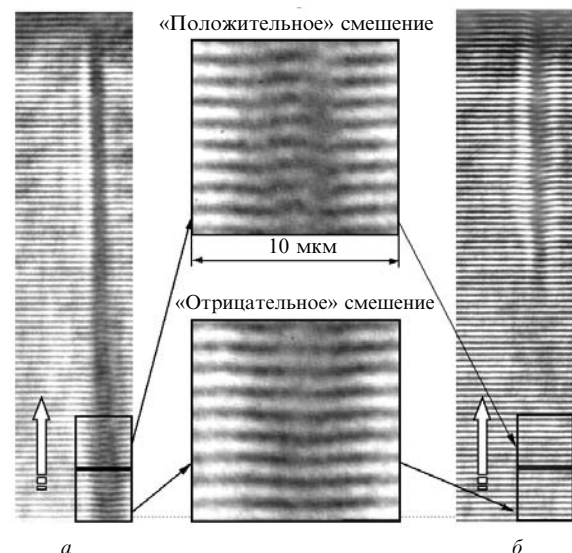


Рис.8. Интерферограммы объема области взаимодействия пикосекундного лазерного импульса с плавленым кварцем при временной задержке 10 пс (а) и  $\sim 1 \text{ с}$  (б). Во время действия импульса в областях, ограниченных рамками, регистрируются «положительное» и «отрицательное» смещения интерференционных полос. Импульс накачки ( $I_{\text{pump}} \approx 1.2 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ,  $\lambda_{\text{pump}} = 539 \text{ нм}$ ,  $t_{\text{pump}} \approx 22 \text{ пс}$ ) направлен вдоль вертикальной стрелки (снизу вверх). Порог оптического разрушения плавленого кварца  $I_{\text{th}} \approx (1.2\text{--}1.5) \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ , толщина образца 300 мкм.

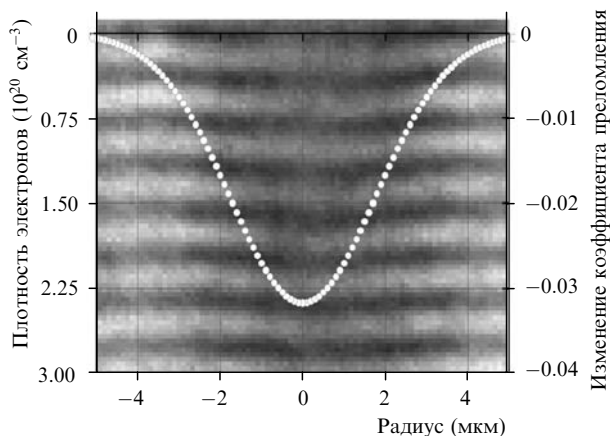


Рис.9. Радиальное распределение изменения коэффициента преломления ( $\Delta n = n(r) - n_0$ ,  $n_0 = 1.4575$ ) и концентрации неравновесных электронов в плавленом кварце. Временная задержка зондирующего импульса 10 пс (см. рис.8,а).

регистрируется смещение интерференционных полос, вызванное изменениями коэффициента преломления среды (рис.8,а).

Вдоль оси пучка, в зависимости от его положения и расстояния от фокальной плоскости, величина смещения интерференционных полос и, что особенно важно, направление смещения существенно меняются. Это связано с проявлением различных по своей природе физических процессов и механизмов формирования наведенного показателя преломления. Так, наблюдаемое в большей части области взаимодействия «положительное» смещение полос вызвано, по всей видимости, керровской нелинейностью среды и образующимися радиационными дефектами (самозахваченными экситонами), которые дают положительный вклад в наведенный показатель преломления кварца, а «отрицательное» смещение является результатом образования неравновесных электронов, уменьшающих показатель преломления [36, 37].

В окрестности фокуса регистрируемые изменения коэффициента преломления носят необратимый характер, что связано с лазерно-индуцированным изменением структуры плавленого кварца и оптическим разрушением материала, которое явно проявляется в верхней части интерферограммы рис.8,б. Однако на достаточном удалении от фокуса, там, где интенсивность лазерного излучения относительно невелика, изменения показателя преломления оказываются полностью обратимыми, т.е. после лазерного воздействия оптические свойства кварца практически не меняются (рис.8,б). Данное обстоятельство позволяет, в частности, сделать вывод о том, что наблюдаемые во время действия лазерного импульса неравновесные электроны с концентрацией  $\sim 3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (рис.9) сами по себе еще не вызывают лазерного разрушения материала. Электронная плотность твердотельной плазмы и наведенный коэффициент преломления определялись по изложенной выше методике обратного преобразования Абеля.

#### 4. Интерферометрия малоразмерных объемных фазовых объектов

Поскольку точность восстановления пространственного распределения показателя преломления и, следовательно, электронной плотности плазмы может в значи-

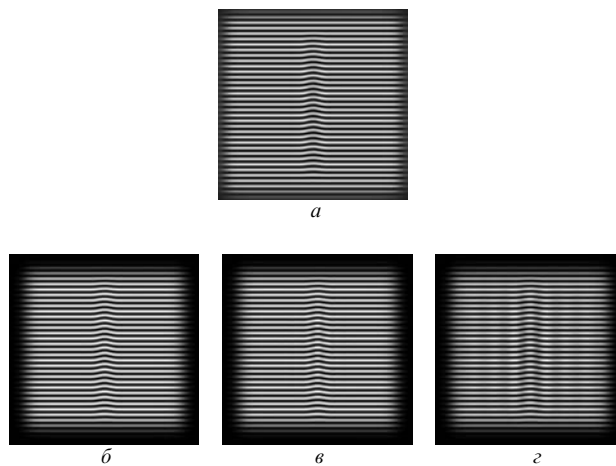


Рис.10. Результаты компьютерного моделирования процесса формирования интерферометрических изображений ( $\lambda_{\text{probe}} = 640 \text{ нм}$ ) малоразмерных объемных фазовых объектов – исходная интерферограмма аксиально-симметричного фазового объекта с размерами  $4 \times 40 \text{ мкм}$  в предметной плоскости (а) и ее увеличенные ( $65\times$ ) изображения (б–г) при NA = 0.4 (б), 0.2 (в) и 0.11 (г). Набег фазы  $0.35\lambda_{\text{probe}}$ .

тельной степени зависеть от амплитудно-фазовых искажений, вносимых оптической системой регистрации изображений [12, 29], мы исследовали влияние параметров оптических элементов (в том числе aberrации, увеличения, числовой апертуры изображающего объектива и его пространственного разрешения) на процесс формирования изображения и его соответствие исследуемому фазовому объекту. Для этого был разработан алгоритм и проведено компьютерное моделирование процесса регистрации интерферометрических изображений малоразмерных объемных фазовых объектов с использованием программы FRESNEL [12, 29, 38].

Результаты численного моделирования, проведенного для аксиально-симметричного фазового объекта, соответствующего по своим параметрам плазменной нити с диаметром 4 мкм и длиной 40 мкм и набегом фазы  $0.35\lambda_{\text{probe}}$ , представлены на рис.10. Расчеты выполнены с учетом реальных параметров экспериментальной установки – длины волны зондирующего излучения, увеличения, числовой апертуры и пространственного разрешения. Как следует из приведенных результатов, используемая в эксперименте схема регистрации плазмы (с изображающим микрообъективом  $20\times$ , NA = 0.4) позволяет достичь полного соответствия исходной («неискаженной») интерферограммы объекта (рис.10,а) ее увеличенному (регистрируемому) изображению (рис.10,б). Искажения, связанные с конечностью апертуры объектива, начинают проявляться лишь при использовании оптики с меньшей числовой апертурой – NA = 0.2 и 0.11 (рис.10,в,г). Таким образом, в наших экспериментах достигнута достаточно высокая точность воспроизведения параметров плазмы и, в частности, пространственного профиля показателя преломления.

#### 5. Заключение

Проведенные эксперименты продемонстрировали, что уже на ранних стадиях формирования плазмы в воздухе, в течение нескольких пикосекунд после ее возникновения, имеет место практически полная ионизация исходного

газа и электронная концентрация плазмы достигает  $\sim 3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . В объеме твердых прозрачных диэлектриков (плавленый кварц) при воздействии пикосекундных лазерных импульсов происходит обратимое возникновение плазмы с концентрацией электронов свыше  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Показано, что используемая в экспериментах система регистрации интерферометрических изображений плазмы обеспечивает неискаженное воспроизведение ее формы и пространственного распределения показателя преломления.

На основе эффективного (с КПД более 30 %) последовательного преобразования излучения пикосекундных импульсов YAP:Nd-лазера во вторую гармонику и в первую стокосовую компоненту вынужденного комбинационного рассеяния назад в этаноле экспериментально реализована синхронная генерация лазерных импульсов длительностью 3 пс ( $\lambda = 640 \text{ нм}$ ) и 22 пс ( $\lambda = 539 \text{ нм}$ ).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 2-02-17718 и 03-02-16725 и проекта PRIMUS № 13N771016.

- Kononenko T.V., Garnov S.V., Klimentov S.M., Konov V.I., Loubnin E.N., Dausinger F., Raiber A., Taut C. *Appl. Surf. Science*, **109–110**, 48 (1997).
- Гарнов С.В., Климентов С.М., Конов В.И., Кононенко Т.В., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **25** (1), 45 (1998).
- Dausinger F., Abeln T., Breitling D., Radtke J., Konov V., Garnov S., Klimentov S., Kononenko T., Tsarkova O. *Laser Opto*, **31** (3), 78 (1999).
- Кононенко Т.В., Конов В.И., Гарнов С.В., Даниелиус Р., Пискарскас А., Тамошкаускас Г., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **28** (2), 167 (1999).
- Климентов С.М., Кононенко Т.В., Пивоваров П.А., Гарнов С.В., Конов В.И., Прохоров А.М., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **31** (5), 378 (2001).
- Kononenko T.V., Konov V.I., Garnov S.V., Klimentov S.M., Dausinger F. *Laser Phys.*, **11** (3), 343 (2001).
- Glezer E.N., Milosavljevic M., Huang L., Finlay R.J., Her T.-H., Callan J.P., Mazur E. *Opt. Lett.*, **24**, 2023 (1996).
- Schaffer C.B., Brodeur A., Garcia J.F., Mazur E. *Opt. Lett.*, **26**, 93 (2001).
- Schaffer C.B., Garcia J.F., Mazur E. *Appl. Phys. A*, **76**, 351 (2003).
- Marcinkevicius A., Juodkazis S., Watanabe M., Miwa M., Matsuo S., Misawa H., Nishii J. *Opt. Lett.*, **26**, 277 (2001).
- Li Y., Itoh K., Watanabe W., Yamada K., Kuroda D., Nishii J., Jiang Y. *Opt. Lett.*, **26**, 1912 (2001).
- Garnov S.V., Konov V.I., Malyutin A.A., Tsarkova O.G., Yatskovsky I. S., Dausinger F. *Laser Phys.*, **13** (3), 386 (2003).
- Belland P., De Michelis C., Mattioli M. *Opt. Commun.*, **3**, 7 (1971).
- Attwood D.T., Coleman L.W. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 408 (1974).
- Azechi H., Oda S., Tanaka K., Norimatsu T., Sasaki T., Yamanaka T., Yamanaka C. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 1144 (1977).
- Attwood D.T., Sweeney D.W., Auerbach J.M., Lee P.H.Y. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 184 (1978).
- Attwood D.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (12), 909 (1978).
- Raven A., Willi O. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 278 (1979).
- 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).
- Da Silva L. B., Barbee T. W., Cauble Jr., R., Celliers P., Ciarlo D., Libby S., London R. A., Matthews D., Mrowka S., Moreno J. C., Röss D., Trebes J. E., Wan A. S., Weber F. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3991 (1995).
- Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3343 (1996).
- Sarkisov G.S., Bychenkov V. Yu., Novikov V.N., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.-Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D. *Pis'ma v ZhETF*, **66** (12), 787 (1997).
- Ditmire T., Gumbrell E.T., Smith R.A., Djaoui A., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (4), 720 (1998).
- Breitling D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F., Hugel H. *Appl. Phys. A*, **69**, S505 (1999).
- 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).
- 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).
- Couaeron A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 135003-1 (2002).
- 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).
- Garnov S.V., Malyutin A.A., Tsarkova O.G., Konov V.I., Dausinger F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4637**, 31 (2002).
- Chevalier R., Sokolovskaia A., Tcherniega N., Rivoire G. *Opt. Commun.*, **82**, 117 (1991).
- Tcherniega N., Sokolovskaia A., Kudriavtseva A.D., Barille R., Rivoire G. *Opt. Commun.*, **181**, 197 (2000).
- www.elphel.com.
- Саркисов Г.С. *ПТЭ*, **5**, 110 (1996).
- Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Наука, 2000).
- Born M., Wolf E. *Principles of Optics* (Cambridge: University Press, 1999).
- Martin P., Guizard S., Daguzan Ph., Petite G., Oliveira P.D., Meynadier P., Perdrix M. *Phys. Rev. B*, **55** (9), 5799 (1997).
- Quere F., Guizard S., Martin P., Petite G., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M. *Appl. Phys. B*, **68**, 459 (1999).
- Епатко И.В., Малютин А.А., Серов Р.В., Соловьев Д.А., Чулкин А.Д. *Квантовая электроника*, **25** (8), 717 (1998).