

# Исследование преплазмы на поверхности мишени железа при воздействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов методом интерференционной микроскопии

Д.С.Ситников, А.В.Овчинников, С.И.Ашитков

*Представлены результаты измерений характерного масштаба разлета плазмы, образующейся на поверхности массивной мишени железа при воздействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> методом интерференционной микроскопии с временным разрешением. Для исследований использовались фемтосекундные импульсы хром-форстеритовой лазерной системы с контрастом по интенсивности  $10^7$ . Продемонстрирована эффективность выбранной методики и экспериментально показано, что в результате воздействия лазерного импульса смещение слоя плазмы с концентрацией порядка критической не превышает 30 нм.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, горячие электроны, механизмы ускорения электронов, интерференционная микроскопия.

## 1. Введение

Методы моделирования процессов лазерно-плазменного взаимодействия постоянно совершенствуются – только за прошлый год было опубликовано более десятка теоретических работ по данной тематике (см., напр., [1, 2]). Вместе с тем корректное моделирование этих процессов требует привязки к экспериментальным параметрам, поскольку свойства плазмы на поверхности мишени зависят не только от характеристик последней (структура, состав, толщина и плотность), но и от таких параметров импульса, как длительность, энергия, плотность мощности и поляризация. С ростом интенсивности лазерного импульса на первое место выходит такая его характеристика, как временной профиль, поскольку наличие предимпульса может приводить к формированию на поверхности мишени преплазмы, которая влияет на эффективность генерации горячих электронов. В работах [3, 4] исследовалось влияние преплазмы как на процессы генерации быстрых электронов (спектр, пространственное распределение, угловая расходимость), так и на их «температуру». Несмотря на то что в упомянутых работах рассмотрены интенсивности, близкие к релятивистским, полученные закономерности справедливы и при более низких интенсивностях.

При наклонном падении р-поляризованного сверхкороткого лазерного импульса ( $I\lambda^2 \leq 10^{17}$  Вт·см<sup>-2</sup>·мкм<sup>2</sup>) генерация горячих электронов обусловлена, в основном, двумя бесстолкновительными механизмами: вакуумным нагревом и резонансным поглощением (см., напр., [5]). Согласно механизму вакуумного нагрева, предложено-

му более 30 лет назад [6], электроны вытягиваются с границы закритической плазмы полем лазерного импульса в вакуум и разворачиваются обратно по направлению к мишени за время полупериода колебаний электрического поля. Механизм резонансного поглощения лазерного излучения состоит в том, что при наклонном падении на неоднородную плазму р-поляризованной электромагнитной волны она может быть поглощена с одновременным возбуждением электронной плазменной волны [7]. Впоследствии [8] методом PIC-моделирования (метод частиц в ячейке) было показано, что механизм вакуумного нагрева превалирует в случае крутых градиентов плотности плазмы  $L: L/\lambda < 0.1$ .

Для экспериментальной оценки действия того или иного механизма в качестве инструмента диагностики может быть использовано рентгеновское характеристическое излучение, генерируемое в плазме в результате воздействия р-поляризованного фемтосекундного импульса. С этой целью для определения превалирующего механизма создания горячих электронов в [9] были получены экспериментальные зависимости интенсивности  $K_\alpha$  излучения от угла падения на мишень лазерного импульса. Результаты исследований показали, что генерация горячих электронов во всем диапазоне значений углов могла быть обусловлена обоими указанными выше механизмами, а определяющую роль играет характерный размер неоднородности концентрации плазмы вдоль нормали к границе раздела в окрестности критического значения концентрации. В [9] этот характерный размер определен не был.

В настоящей работе предложен метод оценки характерного масштаба неоднородности с использованием схемы интерференционной микроскопии с временным разрешением (подробное описание самой методики представлено в [10, 11]), впервые примененный для исследования преплазмы на поверхности мишени при воздействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Отличительной особенностью работы является использование источника лазерных импульсов ИК диапазона спектра с контрастом по интенсивности  $10^7$ .

Д.С.Ситников, А.В.Овчинников, С.И.Ашитков. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 12, стр.2; e-mail: ashitkov11@yandex.ru

Поступила в редакцию 27 марта 2019 г., после доработки – 8 октября 2019 г.

## 2. Схема эксперимента

Для создания плазмы использована тераваттная фемтосекундная ИК лазерная система на основе активного элемента хром:форстерит. Она обеспечивает генерацию импульсов с длительностью  $\sim 80$  фс, энергией до 90 мДж и частотой следования 10 Гц на длине волны 1240 нм с шириной спектра по полувысоте (FWHM) 26 нм [12].

Для проведения исследования динамики формирования и разлета преплазмы в результате воздействия фемтосекундных импульсов с интенсивностью  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> в настоящей работе использована методика интерференционной микроскопии с временным разрешением [13], позволяющая получить информацию об изменениях амплитуды  $r_{\text{ind}}$  и фазы  $\Psi_{\text{ind}}$  комплексного коэффициента отражения. Ранее эта методика использовалась для изучения таких процессов, как образование электронно-дырочной плазмы в полупроводниках [14, 15], фазовые переходы в твердом теле [11, 16], лазерная абляция поверхности под действием сверхкоротких лазерных импульсов [17], для определения оптических и транспортных свойств плазмы при интенсивности  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> [18], а также прочности металлов в жидкой фазе [19, 20]. В ее основе лежит схема накачка–зондирование, в которой лазерное излучение с помощью светоделительной пластинки делится на два пучка: нагревающий (более мощный) и зондирующий (рис.1). Для изменения энергии лазерного импульса в каждом плече установлен поляризационный ослабитель (полуволновая пластинка и призменный поляризатор), а контроль энергии осуществляется с помощью калиброванного германиевого фотодиода, регистрирующего излучение, отраженное клиновидной стеклянной пластиной с углом при вершине 5°. Зондирующий импульс (на удвоенной частоте в кристалле DKDP,  $\lambda = 620$  нм) предназначен для подсветки исследуемой области образца. Используемая в схеме линия задержки Standa 8MT160-300 позволяет изменять временную задержку  $t_{\text{delay}}$  между нагревающим и зондирующим импульсами с шагом 8 фс. Равномерность освещения исследуемой области образца обеспечивается с помощью пространственного фильтра, собранного в зондирующем пучке; он представляет собой

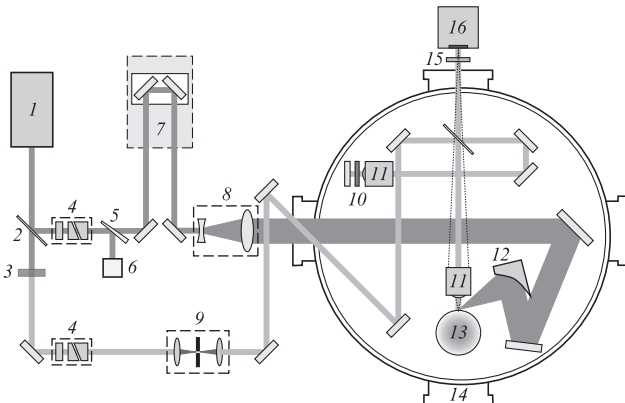


Рис.1. Схема интерференционной микроскопии с временным разрешением:

1 – тераваттная фемтосекундная лазерная система; 2 – светоделительная пластинка; 3 – генератор ВГ; 4 – поляризационный ослабитель; 5 – стеклянный клин; 6 – фотодиод; 7 – линия задержки; 8 – телескоп; 9 – пространственный фильтр; 10 – набор нейтральных светофильтров; 11 – микрообъектив; 12 – параболическое зеркало; 13 – образец; 14 – вакуумная камера; 15 – набор светофильтров; 16 – ПЗС-камера.

телескоп Кеплера 1:1 с точечной диафрагмой типа pin-hole, установленной в общей фокальной плоскости линз.

Интерференционный узел, собранный по схеме Майкельсона, установлен в вакуумной камере. Камера имеет 4 фланца, обеспечивающих возможность стыковки оптических окон, электрических разъемов и напускных клапанов. Излучение лазера заводится через входное окно, просветленное как на основную длину волны излучения лазерной системы, так и на длину волны его второй гармоники. Откачка камеры происходит до давления  $\sim 10^{-3}$  мм рт.ст.

Перенос изображения поверхности мишени в плоскость ПЗС-матрицы с увеличением  $M \sim 30\times$  осуществляется с помощью девятикратного микрообъектива, NA = 0.2. Второе плечо интерферометра образовано микрообъективом с аналогичными параметрами и опорным зеркалом. Для выравнивания интенсивности в плечах интерферометра использован набор нейтральных светофильтров, устанавливаемый между опорным зеркалом и микрообъективом. Отраженный от поверхности образца зондирующий (объектный) пучок интерферирует с опорным пучком в плоскости ПЗС-матрицы, установленной вне вакуумной камеры. Широкополосное излучение плазмы ослаблялось набором светофильтров, установленных перед матрицей и состоящих из узкополосного интерференционного светофильтра с пропусканием на длине волны зондирующего импульса  $\lambda_{\text{probe}} = 620 \pm 10$  нм, а также светофильтров СЗС-23, КС-11 и ОС-4.

Для регистрации интерферограмм была использована охлаждаемая ПЗС-камера SensiCam QE (PCO CCD Imaging). Интерферограммы поверхности мишени в эксперименте регистрировались попарно: до лазерного воздействия и в момент лазерного воздействия (при различных значениях  $t_{\text{delay}}$ ). Результатом их обработки является пространственное распределение фазы  $\Psi_{\text{ind}}(x, y)$  комплексного коэффициента отражения [13]. Погрешность оценки  $\Delta\Psi_{\text{ind}}$  изменения фазы отраженной волны в схеме интерференционной микроскопии составляет  $\sim \pi/100$  [10, 11].

Мишень представляет собой массивный образец железа цилиндрической формы ( $\varnothing 30$  мм, высота 35 мм) с шероховатостью боковой поверхности не хуже Rz10. Для того чтобы каждое измерение проводилось на новом месте образца, мишень устанавливается на моторизованный мишенный узел, состоящий из трех моторизованных линейных трансляторов 8MT-173-20 и одного поворотного транслятора 8MR-174-11 (оба – Standa). При этом мишень ориентирована так, что зондирующий лазерный импульс падает на ее цилиндрическую поверхность по нормали, а нагревающий – под углом 45°. Нагревающий импульс на входе в вакуумную камеру имеет диаметр 35 мм и фокусируется внеосевым параболическим зеркалом MPD229-M01 (Thorlabs) с фокусным расстоянием 50.8 мм.

## 3. Определение параметров нагревающего лазерного импульса

На рис.2 представлено сечение кросс-корреляционной функции третьего порядка мощного фемтосекундного лазерного импульса. Неотъемлемыми характеристиками такого импульса являются его временной профиль, зарегистрированный в большом диапазоне по интенсивности, и временной контраст – отношение пиковой мощности к мощности наносекундного пьедестала, обусловленного процессами усиления спонтанной люминесценции (ASE) в активных элементах усилительных каскадов лазера. Как вид-

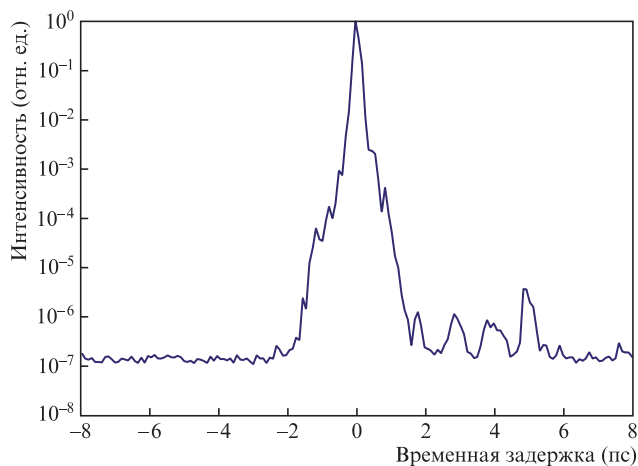


Рис.2. Сечение кросс-корреляционной функции третьего порядка фемтосекундного импульса.

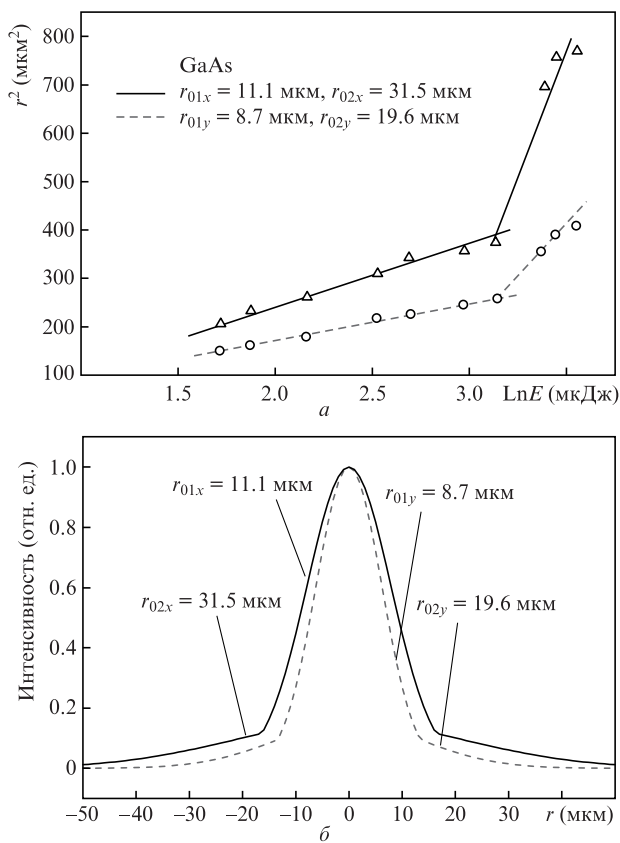


Рис.3. Зависимости квадрата радиуса кратера от энергии нагревающего импульса, мишень GaAs (точки – экспериментальные значения, линии – линейная аппроксимация) (а) и пространственное распределение интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени (б).

но из рис.2, контраст импульсов на длине волны 1240 нм составляет  $10^7$  в интервале  $t_{\text{delay}} = \pm 2$  пс и в наносекундном интервале задержек, тогда как во временном интервале  $t_{\text{delay}} = \pm 1$  пс интенсивность лазерного импульса равна  $\sim 10^{-4}$  от максимальной, а длительность лазерного импульса по полувысоте – 100 фс.

Для оценки пространственного распределения плотности энергии фокусируемого лазерного излучения нагревающего импульса в плоскости перетяжки использовалась методика, изложенная в [21], согласно которой

квадрат радиуса кратера, образующегося на поверхности мишени в результате абляции материала, линейно связан с логарифмом энергии лазерного импульса. Для этого металлическая мишень была временно заменена образцом полированного монокристаллического арсенида галлия, кратеры на поверхности которого при превышении порогового значения  $F_{\text{abl}} \sim 200$  мДж/см<sup>2</sup> хорошо различимы. На рис.3,а приведены экспериментальные зависимости квадратов малой и большой полуосей кратера абляции от энергии нагревающего лазерного импульса. Полученные зависимости хорошо аппроксимируются семейством из двух прямых с различными углами наклона. Это означает, что пространственное распределение интенсивности в фокальной плоскости внеосевого параболаида описывается совокупностью двух гауссовых кривых с ширинами  $r_{01}$  и  $r_{02}$  (рис.3,б).

Такое пространственное распределение может являться результатом aberrаций волнового фронта лазерного пучка вследствие как ошибки при изготовлении поверхности фокусирующего элемента (не превышающей, согласно данным производителя,  $\lambda/2$  при  $\lambda = 633$  нм), так и его искажений в активных элементах самого лазерного источника. На практике это приводит к тому, что в центральной остросфокусированной части эллиптического лазерного пятна размером  $24 \times 32$  мкм по уровню  $1/e^2$  содержится 95% энергии всего импульса. Это, в свою очередь, означает, что для достижения на поверхности мишени интенсивности лазерного излучения  $I_{\text{max}} = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> требуется энергия лазерного импульса 3.1 мДж.

#### 4. Результаты экспериментов и их обсуждение

Изменение фазы отраженной волны  $\Psi_{\text{ind}}$  зондирующего излучения зависит от процессов, протекающих на поверхности мишени, и интенсивности нагревающего импульса; в общем виде она может быть представлена в виде суммы нескольких слагаемых:

$$\Psi_{\text{ind}} = \Psi_{\text{oc}} + \Psi_{\text{shift}} + \Psi_{\text{pl}}, \tag{1}$$

где  $\Psi_{\text{oc}}$  – набег фазы за счет изменения оптических констант материала вследствие плавления;  $\Psi_{\text{shift}}$  – набег фазы, обусловленный разлетом материала мишени и смещением слоя плазмы с плотностью порядка критической, от которого отражается зондирующий импульс;  $\Psi_{\text{pl}}$  – изменение фазы при распространении зондирующего излучения сквозь слой плазмы докритической плотности. Набег фазы  $\Psi_{\text{oc}}$  может иметь разный знак: в полупроводниках, например в Si и GaAs, он отрицателен, а в металлах может быть как больше (Au), так и меньше (W) нуля. На рис.4,а в качестве примера представлены пространственные распределения фазы отраженного зондирующего импульса  $\Psi_{\text{ind}}$ , полученные ранее экспериментально с использованием схемы интерференционной микроскопии при пятикратном превышении порога абляции кремния и золота при задержках 200 фс и 5 пс. В экспериментальных исследованиях [22] было показано, что при времени задержки 200 фс на основании данных об изменении амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения мишени можно получить информацию об оптических константах лишь при интенсивности нагревающего импульса менее  $2 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. При больших интенсивностях набег фазы, вызванные движением слоя с критической

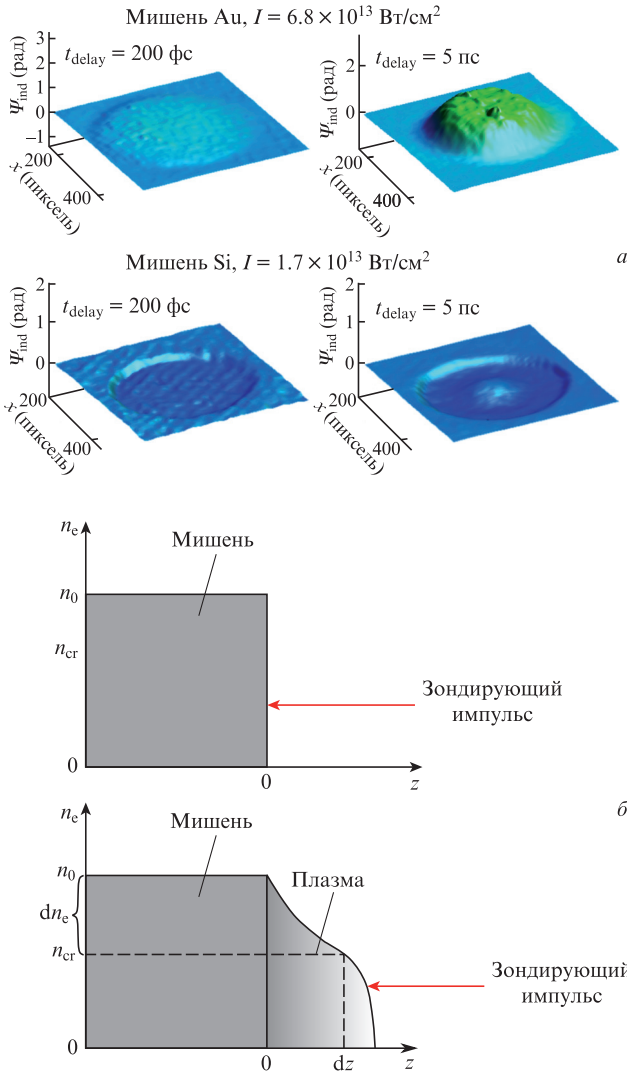


Рис.4. Изменение фазы отраженной волны зондирующего излучения при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на металлы и полупроводники (экспериментальные данные) (а) и схема отражения зондирующего импульса от поверхности мишени: до (вверху) и после (внизу) воздействия нагревающего импульса (б).

плотностью, превышают набеги, обусловленные изменением оптических констант материала мишени,  $\Psi_{\text{shift}} \gg \Psi_{\text{oc}}$ . Набег фазы  $\Psi_{\text{oc}}$  за счет изменения оптических констант при лазерном воздействии на мишень Fe положителен,  $\Psi_{\text{oc}} > 0$  [23]. Как видно из рис.4,а, экспериментальная схема собрана таким образом, что набег фазы  $\Psi_{\text{shift}}$  также больше нуля. Учитывая выводы из [22] для золота и тот факт, что в настоящей работе интенсивность нагревающего импульса  $I_{\text{max}} = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> на три порядка превышает значение из [23], можно полагать  $\Psi_{\text{oc}} \ll \Psi_{\text{shift}}$ .

Для раскрытия физического смысла слагаемого  $\Psi_{\text{pl}}$  на рис.4,б представлены два случая отражения зондирующего импульса: до воздействия нагревающего импульса (вверху) и при разлете плазмы, образовавшейся на поверхности мишени в результате лазерного воздействия (внизу). В первом случае профиль электронной концентрации имеет ступенчатый вид, соответствующий границе раздела мишень–вакуум. Во втором случае зондирующее излучение, отражаясь от слоя с критической концентрацией, распространяется сквозь слой плазмы, приобретая при этом положительный набег фазы,  $\Psi_{\text{pl}} > 0$ . Таким образом, все три слагаемых в (1) положительны.

Как было показано в нашей работе [9], при определении механизма создания быстрых электронов ключевым вопросом является пространственный масштаб гидродинамического разлета преплазмы к моменту, когда интенсивность воздействующего излучения максимальна. Преплазма может образовываться в результате ионизации облака пара, обусловленного испарением мишени при воздействии ASE наносекундной длительности, на переднем фронте лазерного импульса. Для исследования воздействия наносекундного пьедестала ASE на поверхность мишени изменения фазы  $\Psi_{\text{ind}}$  измерялись и при отрицательных задержках  $t_{\text{delay}}$ . За нулевой момент времени ( $t_{\text{delay}} = 0$ ) в эксперименте взят момент совпадения во времени максимумов профилей интенсивности нагревающего и зондирующего импульсов. При временной задержке  $t_{\text{delay}} = -2$  пс интенсивность нагревающего импульса на поверхности мишени составляет  $\sim 10^{-7} I_{\text{max}}$  и находится ниже порога абляции материала мишени.

На рис.5,а представлен временной профиль интенсивности нагревающего лазерного импульса на временном интервале  $t_{\text{delay}} \pm 3$  пс. На рис.5,б построена зависимость изменения фазы комплексного коэффициента отражения от временной задержки в диапазоне  $-1.7$  пс  $< t_{\text{delay}} < 1$  пс. Из полученных экспериментальных данных видно, что при задержке  $t_{\text{delay}} = 0$  набег фазы  $\Psi_{\text{ind}}$  составляет  $\sim 0.58 \pm 0.12$  рад. Погрешность определения этой величины обусловлена не только точностью метода фурье-обработки интерферограмм, но и погрешностью определения нулевой задержки  $\Delta t_{\text{delay}} \pm 60$  фс, которая определяется длительностью лазерного импульса.

Учитывая допущения, принятые выше, полученная экспериментально оценка набег фазы  $\Psi_{\text{ind}}$  складывается из двух слагаемых:

$$\Psi_{\text{ind}} = \Psi_{\text{shift}} + \Psi_{\text{pl}} = 0.58 \pm 0.12 \text{ рад.} \quad (2)$$

Поскольку каждая из указанных величин неотрицательна, можно утверждать, что изменение фазы, обусловленное разлетом преплазмы,  $\Psi_{\text{shift}} < 0.58$  рад. Смещение слоя плазмы с критической концентрацией  $n_{\text{cr}} = 2.9 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> (для зондирующего излучения на длине волны  $\lambda = 620$  нм) не превышает в этом случае  $dz = \Psi_{\text{shift}} \lambda_{\text{probe}} / 4\pi < 29$  нм, а скорость движения слоя с критической концентрацией

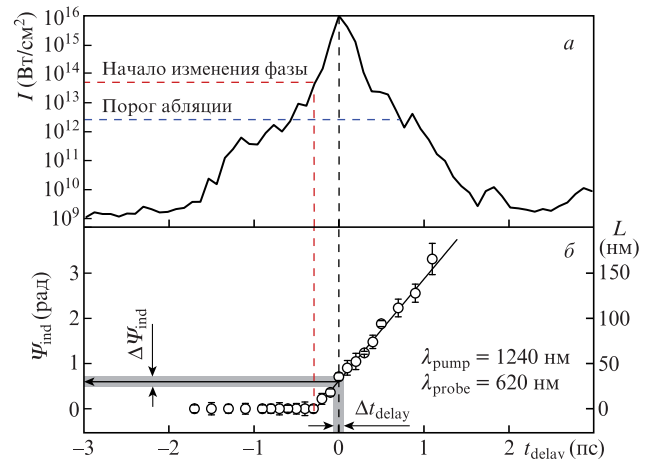


Рис.5. Временной профиль лазерного импульса (а) и динамика изменения фазы  $\Psi_{\text{ind}}$  (слева) комплексного коэффициента отражения плазмы и характерного масштаба неоднородности плотности плазмы  $L$  (справа) (б).



составляет  $\sim 10^5$  м/с. Отметим, что характер разлета плазмы, в частности знак слагаемого  $\Psi_{\text{shift}}$ , может быть весьма чувствительным к виду предимпульса. Выше рассмотрен случай «хорошего» контраста, когда порог абляции достигается менее чем за 1 пс до прихода основного импульса. В случае плохого контраста, когда порог абляции достигается на существенно более ранних временах, ситуация с движением критического слоя плазмы представляется не столь однозначной.

Оценка характерного масштаба разлета плазмы  $L = [(1/n_c)(dn_c/dz)]^{-1}$  [6], соответствующая изменению фазы комплексного коэффициента отражения, также приведена на рис.5.б. В качестве величины  $dn_c$  бралась разность между начальной и критической концентрациями (для длины волны зондирующего импульса  $\lambda = 620$  нм)  $dn_c = n_0 - n_{\text{cr}}$  (см. рис.4.б). В качестве  $dz$  использовалась оценка смещения слоя с критической концентрацией. Такой подход позволяет оценить масштаб разлета плазмы только в линейном приближении, т.е. в предположении, что изменение электронной концентрации линейно с расстоянием от поверхности мишени. Таким образом, оценки, сделанные с учетом изложенных выше допущений, показали, что в момент воздействия максимума интенсивности лазерного импульса на поверхности мишени сформирована плазма с характерным размером неоднородности  $L < 30$  нм.

Как было отмечено ранее [9], оптимальные условия для создания электронов с энергиями  $\sim 10$  кэВ для генерации характеристического излучения, обусловленные действием механизма вакуумного нагрева, наблюдаются в случае, когда размер неоднородности плазмы  $L$  мал по сравнению с амплитудой осцилляций электронов в электрическом поле нормальной к поверхности мишени компоненты лазерного излучения. Критерием, согласно [8], является выполнение условия  $L/\lambda < 0.1$ , что для ИК лазерного импульса соответствует характерному масштабу разлета плазмы  $L \sim 120$  нм.

## 5. Заключение

Нами представлены результаты экспериментальных исследований формирования и разлета плазмы при воздействии на массивную мишень железа излучения фемтосекундной хром-форстеритовой лазерной системы на длине волны 1240 нм при интенсивности импульса  $I_{\text{max}} = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> с временным контрастом  $10^7$ . Впервые для оценки характерного масштаба разлета преплазмы применен метод интерференционной микроскопии с временным разрешением. В предположении, что зарегистрированные изменения фазы зондирующей волны, отраженной от слоя преплазмы с критической концентрацией, определяются преимущественно разлетом плазмы, характерный масштаб разлета  $L$  в момент достижения интенсивностью лазерного импульса максимума был менее 30 нм. Полученные результаты свидетельствуют о том, что преобладающим механизмом ускорения электронов в наших экспериментальных условиях может быть вакуумный нагрев.

Все экспериментальные исследования были проведены на УНУ «Лазерный тераваттный фемтосекундный комплекс», входящий в состав ЦКП «Лазерный фемтосекундный комплекс» ОИВТ РАН. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН (I. 13 «Конденсированное вещество и плазма при высоких плотностях энергии»).

1. Cantono G., Sgattoni A., Fedeli L., Garzella D., Réau F., Riconda C., Macchi A., Ceccotti T. *Phys. Plasmas*, **25**, 031907 (2018).
2. Svedung Wettervik B., Gonoskov A., Marklund M. *Phys. Plasmas*, **25**, 013107 (2018).
3. Yang X.H., Ma Y.Y., Xu H., Shao F.Q., Yu M.Y., Yin Y., Zhuo H.B., Borghesi M. *Laser Part. Beams*, **31**, 379 (2013).
4. Lin X.X., Li Y.T., Liu B.C., Liu F., Du F., Wang S.J., Chen L.M., Zhang L., Liu X.L., Liu X.L., Wang Z.H., Ma J.L., Lu X., Dong Q.L., Wang W.M., Sheng Z.M., Wei Z.Y., Zhang J. *Laser Part. Beams*, **30**, 39 (2012).
5. Gibbon P., Förster E. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
6. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
7. Freidberg J.P., Mitchell R.W., Morse R.L., Rudsinski L.I. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 795 (1972).
8. Gibbon P., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1535 (1992).
9. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортвов В.Е., Шевелько А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 80 (2006).
10. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., von der Linde D. *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, **78**, 483 (2004).
11. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., von der Linde D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 1954 (2006).
12. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Конященко А.В., Овчинников А.В., Фортвов В.Е. *Квантовая электроника*, **34**, 506 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 506 (2004)].
13. Ситников Д.С., Комаров П.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И. *ЖТФ*, **79**, 75 (2009) [*JTP*, **79**, 00 (2009)].
14. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., El-Khamhaw A., Von Der Linde D. *Proc. Conf. Lasers Electro-Optics, 2007 (CLEO 2007)* (**237403**, 1 (2007)).
15. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Анисимов С.И., Овчинников А.В., Шварцбург А.Б., Ситников Д.С., Фортвов В.Е. *Appl. Phys. a-Mater. Sci. Process.* (2009).
16. Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Ashitkov S.I., Khokhlov V.A., Petrov Y.V., Komarov P.S., Агранат М.Б., Анисимов С.И., Nishihara K. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 9712 (2009).
17. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Агранат М.Б. *Квантовая электроника*, **44**, 535 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 535 (2014)].
18. Komarov P.S., Andreev N.E., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Povarnitsyn M.E., Sitnikov D.S., Veysman M.E., Агранат М.Б., Fortov V.E., Levashov P.R., Ovchinnikov A.V., Sitnikov D.S., Veysman M.E., Levashov P.R., Povarnitsyn M.E., Агранат М.Б., Andreev N.E., Khishchenko K.V., Fortov V.E. *J. Phys. A Math. Theor.*, **42**, 214057 (2009).
19. Ashitkov S.I., Inogamov N.A., Komarov P.S., Zhakhovsky V.V., Oleynik I.I., Агранат М.Б., Kanel G.I., Fortov V.E. *AIP Conf. Proc.* (2012, pp 120–5).
20. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Агранат М.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **103**, 611 (2016) [*JETP Lett.*, **103**, 00 (2016)].
21. Liu J.M. *Opt. Lett.*, **7**, 196 (1982).
22. Morikami H., Yoneda H., Ueda K., More R.M. *Phys. Rev. E*, **70**, 035401 (2004).
23. Struleva E.V., Ashitkov S.I., Komarov P.S., Khishchenko K.V., Агранат М.Б. *J. Phys. Conf. Ser.*, **774**, 012098 (2016).