

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Абляция стали при облучении поверхности тандемными импульсами высокой интенсивности

В.В.Кононенко, В.И.Конов

Проведено экспериментальное исследование особенностей взаимодействия интенсивных (10^{15} Вт/см²) фемтосекундных лазерных импульсов с аблированным паром при тандемном (двухимпульсном) режиме облучения с малой ($\Delta t = 1-11$ нс) задержкой между импульсами. На временном масштабе менее 10 нс с помощью интерференционной и теневой фотографий получены данные по динамике разлета паров и сделаны оценки плотности электронов в нем. Обсуждаются причины обнаруженной сильной экранировки излучения второго импульса в тандеме.

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, абляция поверхности металла, сверхвысокочастотные лазеры.

1. Введение

Лазерная абляция используется при обработке материалов (резка, сверление, очистка, структурирование и пр.) [1], а также для создания новых материалов и структур (осаждение пленок, элементный анализ, лазерный перенос и т. д.) [2]. При этом естественный запрос на увеличение производительности заставляет совершенствовать лазерные системы, увеличивая частоту следования импульсов f и среднюю выходную мощность. Сегодня разрабатываются импульсные источники, пиковая мощность которых превышает 12 МВт [3] при $f \leq 100$ МГц [3,4].

Очевидно, что эффекты остаточного возбуждения, требующие рассмотрения при подобной высокочастотной абляции, это накопление тепловой энергии в мишени, которая не успевает остывать, и взаимодействие аблированных паров с факелом, который не успевает релаксировать за время между импульсами. На сегодняшний день достаточно хорошо изучены абляция и газодинамика паров мишени в одиночном режиме облучения [5–7], в том числе для ультракоротких импульсов [8–11]. Хорошо известно, что уже при относительно низких ($f \approx 4$ кГц) частотах [12] в процессе обработки поверхности твердого тела начинают проявляться остаточные эффекты, существенно влияющие на установившийся режим абляции. Также имеется довольно значительное количество работ, в которых исследован процесс высокочастотной абляции проводящих [13] и непроводящих [14, 15] материалов при относительно невысоких (ниже порога одноимпульсной абляции) интенсивностях облучения, когда ключевым фактором оказывается аккумуляция тепла в зоне облучения. Экспериментальные же данные по сверхвысокочастотной абляции при интенсивностях свыше 10^{14} Вт/см², при которых даже в отсутствие мишени происходит про-

бой воздуха и, очевидно, ключевыми становятся нелинейные процессы при поглощении излучения в факеле аблированного предыдущим импульсом материала, крайне ограничены [16].

Целью настоящей работы было изучение особенностей взаимодействия с лазерным факелом интенсивных ($\sim 10^{15}$ Вт/см²) фемтосекундных тандемных импульсов, имитирующих сверхвысокочастотное (~ 100 МГц) облучение поверхности стали. Обнаружен эффект значительного (почти полного) прекращения удаления металла вторым в тандеме импульсом, что связывается с поглощением и рассеянием света в плазме.

2. Эксперимент

Использованная в экспериментах система состояла из Ti:сапфирового лазера (Tsunami, Spectra Physics, длина волны излучения 800 нм) и регенеративного усилителя (Spitfire, Spectra Physics), который обеспечивал цуг 100-фемтосекундных импульсов с максимальной энергией 1 мДж при частоте следования 1 кГц. Для визуализации результатов воздействия использовалась методика «пробного пучка» (рис.1). После деления на основной и зондовый пучки большая часть излучения (возбуждающий импульс) снова проходила через полупрозрачное (50%) зеркало, формирующее тандемные импульсы равной энергии. Изменение временной задержки между импульсами в широких пределах, до десятков наносекунд, позволяло моделировать режим сверхвысокочастотного (свыше 100 МГц) облучения импульсами с достаточно высокой интенсивностью. Затем излучение фокусировалось на поверхности образца асферической линзой ($F = 16$ мм).

Зондовый пучок проходил через линию задержки и просвечивал факел сбоку. Изображение области, подвергнутой интенсивному лазерному воздействию, проецировалось на входную плоскость ССD-матрицы с увеличением около $30\times$. Затем изображение оцифровывалось и обрабатывалось, позволяя получать информацию о состоянии вещества в облученной области. Для того чтобы минимизировать искажения, вносимые дифракцией пробного пучка на краю образца, последний представлял собой пластину (стальную фольгу) толщиной всего 5–10 мкм. В

В.В.Кононенко, В.И.Конов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; email: vitali.kononenko@nsc.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 августа 2017 г., после доработки – 17 октября 2017 г.

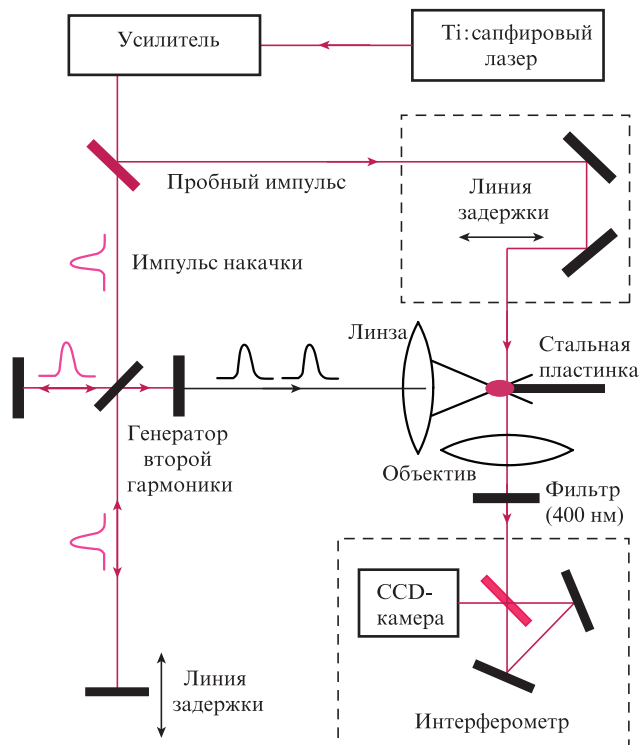


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

такой конфигурации излучение основного пучка испытывало значительное рассеяние на металлической поверхности и, попадая в апертуру объектива, мешало наблюдению. Чтобы избежать этого, излучение накачки преобразовывалось перед собирающей линзой во вторую гармонику, рассеянный свет которой затем фильтровался в канале пробного пучка.

Распределение интенсивности в самой узкой части лазерной перетяжки исследовалось при низких (~ 1 Дж/см²) плотностях энергии, при которых отсутствует нелинейная трансформация пучка. В этих условиях на поверхности образца с высоким линейным поглощением (аморфный углерод) формировались кратеры при варьируемой энергии импульса. Диаметр гауссова пучка был определен путем анализа зависимости диаметра этих кратеров от энергии импульса и составлял около 4 мкм по уровню $1/e$. В экспериментах по тандемному облучению энергия импульса была равна 10 мкДж. Таким образом, в вакууме плотность энергии на оптической оси для используемого импульса достигала ~ 100 Дж/см² ($\sim 10^{15}$ Вт/см²).

Для получения информации о состоянии вещества в процессе лазерного воздействия и после его окончания использовалась, в основном, фемтосекундная интерферометрия, подробно описанная в [17], а также теневая фотография. Отметим, что каждый раз при заданных условиях облучения делались два интерференционных (либо теневых) снимка: с импульсом возбуждения (информационный снимок) и без него (фоновый). Вычисляемое с помощью ПЭВМ разностное изображение содержало только динамическую информацию, т.е. информацию о результате лазерного воздействия, позволяя существенно уменьшить различного рода шумы на изображении. Подчеркнем, что вся статическая информация терялась и фон изображения был однородно серым, вне зависимости от того, перекрывал образец в данной точке снимка пучок

подсветки или нет. Тем не менее край образца всегда был четко различим на снимках из-за его незначительного смещения в пространстве, вызванного механическими вибрациями.

Использовались два взаимно дополняющих подхода: 1) методом фемтосекундной фотографии исследовалась динамика релаксации паровой плазмы, созданной одиночным лазерным импульсом; 2) изучались особенности ионизации испаренного материала парой импульсов с варьируемой в диапазоне 1–10 нс временной задержкой, что позволяло оценить в первом приближении эффект высокочастотного лазерного облучения.

3. Результаты и их обсуждение

Указанный метод получения разностного изображения позволял измерять глубину аблированного канала непосредственно в процессе облучения. При многоимпульсном лазерном воздействии на снимках было отмечено появление локального возмущения, расположенного на оптической оси и перемещающегося в глубь образца в процессе его облучения. На рис.2 представлена серия снимков облучаемой стальной пластины и лазерного факела над ее торцевой поверхностью, сделанных на разных стадиях формирования канала при малой частоте следования импульсов. Описываемый артефакт четко виден на рис.2,б. На ранних стадиях абляции (рис.2,а) он скрыт сильным возмущением на поверхности, на поздних (рис.2,в) – проникает все глубже в мишень и выходит из области наблюдения. Мы полагаем, что положение данного артефакта совпадает с текущим положением дна канала, а появляется он благодаря тому, что возникающая в зоне абляции ударная волна распространяется не только в окружающей атмосфере, но и собственно в металле. В конечном итоге возмущение плотности материала достигает боковой поверхности пластины и локально меняет ее оптические свойства, в частности коэффициент рассеяния, что позволяет визуально фиксировать артефакт на поверхности. Отметим, что возмущенная область проявлялась при задержке между возбуждающим и подсвечивающим импульсом 1 нс и более. При задержке 10 пс появления артефакта отмечено не было, поскольку, очевидно, фронт ударной волны не успевал преодолеть расстояние в несколько микрометров и достичь поверхности.

На рис.3 представлены зависимости глубины кратера в стальной пластине от числа циклов облучения для одноимпульсного и тандемного режимов облучения. Здесь под «циклом облучения» понимается либо один лазерный импульс, либо их тандем. Как уже упоминалось, задержка между импульсами в тандеме варьировалась в диапазоне 1–11 нс. При этом вне зависимости от ее величины сколько-нибудь существенного различия в скоростях абляции одноимпульсного и тандемного режимов облучения замечено не было. Очевидно, это означает, что вся энергия второго импульса полностью поглощается в лазерном факеле, создаваемом первым импульсом, и излучение не достигает поверхности мишени. Отметим, что сама динамика роста глубины канала вполне типична: она имеет линейный характер пока кратер мелкий, а затем скорость абляции постепенно падает до нуля.

Отметим также, что в тандемном режиме наблюдалось существенное уширение получаемого канала по сравнению с одноимпульсным режимом. В наших экспе-

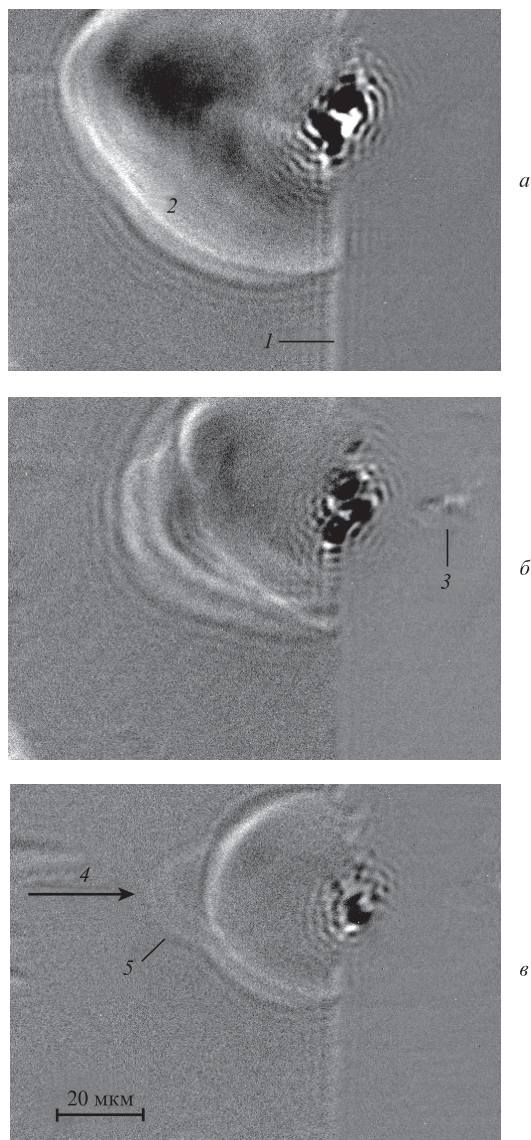


Рис.2. Теневые снимки лазерного факела в режиме одноимпульсного облучения после воздействия 10 импульсов (кратер глубиной 2 мкм) (а), 90 импульсов (27 мкм) (б) и 800 импульсов (40 мкм) (в). Задержка между импульсом накачки и пробным импульсом составляет 11 нс; 1 – поверхность образца, 2 – факел, 3 – положение дна канала, 4 – направление распространения лазерного излучения, 5 – пробой воздуха.

риментах оно составляло 50%–100% и, очевидно, было вызвано эрозионным травлением ионизованной и разогретой вторым импульсом плазмы паров железа.

Наблюдаемая полная экранировка второго импульса в тандеме и эрозионное травление стенок канала плазмой подтверждают первоначальное предположение о том, что при интенсивности излучения $\sim 10^{15}$ Вт/см² ключевым фактором, определяющим физику взаимодействия лазерных импульсов со средой при сверхвысоких частотах их следования, является остаточное возбуждение вещества в облученной области. Здесь под «возбуждением» имеется в виду лазерно-индуцированное изменение состояния вещества мишени, прежде всего состояние факела паров: их плотность, температура и степень ионизации. Для понимания особенностей высокочастотной импульсной лазерной обработки необходима подробная информация о процессах релаксации в факеле.

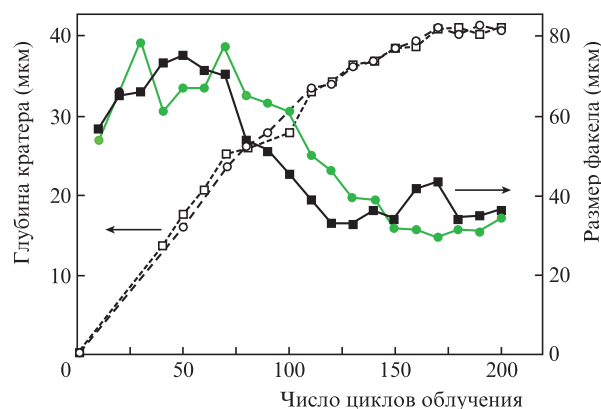


Рис.3. Зависимости глубины кратера в стали и размера факела над поверхностью образца от числа циклов облучения в одноимпульсном (квадраты) и тандемном (кружки) режимах. Задержка между импульсами в тандемном режиме облучения составляет 11 нс.

Необходимо учитывать, что даже при невысокой частоте следования импульсов результат воздействия лазерного излучения на мишень сильно зависит от сформированной предыдущими импульсами морфологии поверхности. Уже при относительно неглубоком кратере (порядка нескольких его диаметров) условия облучения сильно отличаются от случая исходной плоской поверхности. Когда же аспектное отношение для аблированного канала достигает 10, начинают проявляться эффекты волноводного распространения, что еще больше меняет условия воздействия. Таким образом, в процессе роста канала в мишени параметры лазерного факела динамически меняются [18], что может существенно усложнить картину при высокочастотном облучении.

Эту связь между свойствами лазерного факела и геометрией канала ясно демонстрируют представленные на рис.3 зависимости продольного размера лазерного факела от числа циклов облучения. Хорошо видно, что динамика глубины кратера коррелирует с размером лазерного факела. С увеличением этой глубины расстояние, на которое успевают разлететься пары за время между возбуждающим и пробным импульсами (11 нс), становится все меньше. Собственно, подобное схлопывание лазерного факела – ожидаемый результат, который показывает, что даже при облучении глубокого канала формирование факела происходит главным образом на его дне и ударной волне необходимо время, чтобы достичь поверхности мишени и затем начать расширяться в окружающее пространство.

Отметим, что перемещение зоны абляции в глубь мишени позволяет наблюдать пробой воздуха в лазерной каустике над поверхностью (см. рис.2,в). Для него характерно поглощение энергии излучения вдоль лазерной каустики и близость формы диффузионно расширяющегося плазменного облака к эллипсоидальной [19]. В случае же поглощения излучения в мишени аблированный материал разлетается из точки, формируя полусферическую ударную волну. Это различие в геометрии и позволяет отличить пробой в воздухе от факела паров мишени (см. рис.2,в).

Достаточно сложный процесс разлета пара приводит к линейной зависимости продольного размера факела от времени (рис.4). Тем не менее получить эту зависимость в рамках модели простого последовательного движения фронта ударной волны сначала через канал, а затем изо-

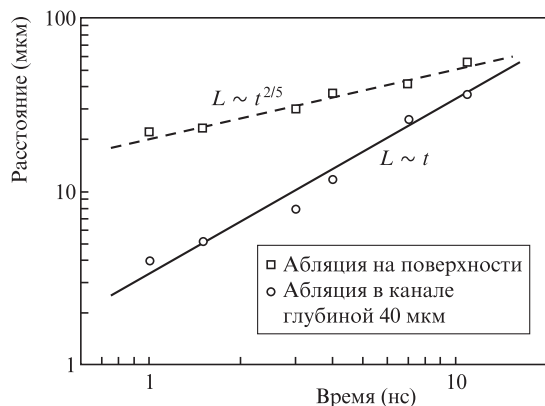


Рис.4. Временная динамика продольного размера лазерного факела, полученного при одноимпульсном облучении: для первого импульса в пути – абляция поверхности, для 200-го импульса – абляция в канале глубиной ~ 40 мкм.

тропно в окружающее пространство не удастся. В то же время для поверхности экспериментальная зависимость длины искры от времени удовлетворительно может быть аппроксимирована кривой вида $R(t) \sim t^{2/5}$ (рис.4). Эта зависимость предсказывается моделью точечного взрыва [20]: $R(t) \sim t^a$, причем $a = 2/5$ имеет место при мгновенном выделении энергии в точке – случай сферической симметрии, который, очевидно, наиболее близок к нашим условиям. Все вышесказанное свидетельствует о том, что в глубоком канале абляция не полностью локализована в какой-то одной точке, в частности на дне канала, и, соответственно, формирование лазерного факела и его последующее газодинамическое расширение носят крайне сложный характер.

Изучать процесс формирования лазерного факела в канале, его релаксацию и взаимодействие с лазерным излучением достаточно сложно не только из-за многообразия протекающих процессов, но и просто потому, что он в значительной степени локализован в глубине непрозрачной мишени. Эта проблема снимается в случае абляции поверхности, давая, таким образом, принципиальную возможность с помощью фемтосекундной интерферометрии получить информацию о свойствах факела, его динамике и поглощенной в нем лазерной энергии. На рис.5 представлены интерференционные снимки лазерного факела, полученные в одноимпульсном и tandemном режимах через 11 нс после достижения поверхности первым лазерным импульсом. Второй импульс в tandemе приходит непосредственно перед пробным (примерно за 1 пс), так что процессами рекомбинации и газодинамического расширения для индуцированного им возбуждения можно пренебречь (рис.5,б).

Исходя из модели высокочастотной проводимости Друде и зная Δn – изменение показателя преломления в факеле для электромагнитной волны с частотой ω , можно получить оценки концентрации свободных носителей в плазме: $N \approx m_e \omega^2 \Delta n / (2\pi e^2)$, где e и m_e – заряд и масса электрона. Анализ интерференционных снимков показывает, что в результате расширения и остывания лазерного факела, сформированного первым импульсом, а также рекомбинационных процессов в нем, через 11 нс концентрация свободных электронов не превышает $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом металл, испаренный за один импульс и разлетевшийся к этому моменту в виде пара в полусферу радиусом ~ 50 мкм, формирует облако с концентрацией ато-

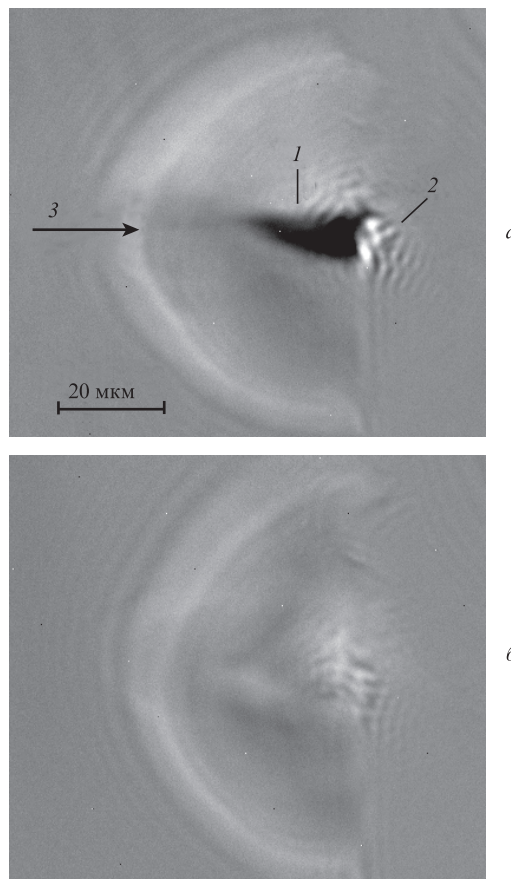


Рис.5. Интерференционный снимок факела аблированных паров в результате облучения в одноимпульсном (а) и tandemном (задержка 11 нс) (б) режимах; 1 – ионизация паров факела, 2 – низкотемпературная паровая компонента, 3 – направление распространения лазерного излучения.

мов железа $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрация электронов и ионов в паре близка к наблюдаемой при фемтосекундном пробое воздуха в лазерной искре [19], но с одним существенным отличием. При пробое в газе диффузное расширение плазмы приводит к резкому падению плотности вещества в ней, что является причиной резкого падения эффективности ионизации среды последующими импульсами – просто нечему ионизоваться. В случае же фемтосекундной абляции имеет место «подкачка» испаряемого вещества с поверхности мишени и эффективность повторного лазерного пробоя не падает, по крайней мере во временном промежутке до 11 нс.

Изображение плазменного факела, сформированного вторым импульсом в tandemе (рис.5,б) ясно демонстрирует этот факт. Сразу после воздействия второго импульса в лазерной каустике возникает плазма с концентрацией электронов $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, т.е. все атомы паров железа ионизируются. Однако эти наблюдения не дают ответа на вопрос, куда исчезает энергия второго импульса, абляция от которого практически не заметна.

Действительно, после 11-наносекундной релаксации пары металла практически прозрачны для излучения. Взаимодействие излучения второго импульса с индуцированной им же плазмой также не должно быть столь существенным. К этому заключению можно прийти просто по аналогии с особенностями одноимпульсного фемтосекундного пробоя воздуха, когда взаимодействие с газовой средой такой же плотности приводит к той же степе-

ни ионизации газа. Измеренная в [21] величина нелинейного рассеяния излучения в дальней зоне оказывается значительной и составляет $\sim 50\%$, что не позволяет, однако, объяснить наблюдаемую степень экранировки. Простые оценки также показывают, что уже при минимальной найденной в литературе температуре ионизованных паров металла ($T \approx 1$ эВ [22, 23]) глубина проникновения поля в такую плазму равна ~ 10 мкм. Собственно, с этим согласуются сделанные в настоящей работе наблюдения: при распространении импульса вдоль оптической оси отсутствие градиента концентрации носителей в этом направлении (рис. 5, б) свидетельствует о полном отсутствии тенденции к уменьшению эффективности ионизации, что говорит об относительно слабой диссипации энергии излучения в факеле.

Не удается объяснить отсутствие абляции под действием второго импульса и потерями энергии на генерацию мягкого рентгеновского излучения и высших гармоник в созданной плазме. Эффективность этих процессов относительно невысока, обычно в газах она не превышает 10^{-5} [24]. Достаточно сложно ожидать, что в более плотной абляционной плазме эта величина существенно вырастет, поэтому обычно при рассмотрении абляции данные процессы не учитываются [25].

Возможным объяснением сильной экранировки излучения второго в тандеме импульса может быть его взаимодействие не с сильно разлетевшимися парами лазерного факела, а с той частью молекул, которые содержатся в низкоэнергетичном «хвосте» его температурного распределения. Они за ~ 10 нс не успевают преодолеть значительное расстояние и локализованы вблизи поверхности. Из рис. 2 и 5 видно, что через 11 нс после первого импульса на расстоянии единиц микрометров от поверхности имеется сильное возмущение. Изображение возмущения – черное на теневой фотографии и белое на интерференционной – позволяет идентифицировать его как среду с положительным приращением ($\Delta n \sim +0.03$) показателя преломления и оптической плотностью ~ 3 на длине волны пробного пучка 800 нм. Если исходить из того, что показатель преломления для паров металлов при нормальном давлении составляет ~ 1.001 [26], то при уплотнении пара в 30 раз мы получим среду с n , близким к измеренному. Поглощение энергии излучения в таком плотном газе ($N \sim 10^{21}$ см $^{-3}$) может привести к формированию сильно поглощающего слоя плазмы с высокой плотностью (возможно, выше критической), непосредственно наблюдать который достаточно сложно из-за его малой толщины.

4. Выводы

В работе экспериментально исследованы особенности лазерной абляции поверхности стали тандемными импульсами при высокой интенсивности облучения ($\sim 10^{15}$ Вт/см 2). Максимальное время задержки между импульсами в тандеме (11 нс) было выбрано исходя из рекордных на сегодняшний день значений частоты следования импульсов разрабатываемых мощных лазерных систем (~ 100 МГц). Обнаружено, что динамика роста глубины кратера (скорость абляции) при использовании тандемных импульсов точно такая же, как и при использовании одиночных, что приводит к выводу о полной экранировке фемтосекундного излучения в парах металла. С помощью теневой и интерференционной фотографии изучена динамика лазерного факела в одноимпульс-

ном режиме и продемонстрировано, что через промежуток времени ~ 10 нс плотность горячих паров в факеле $N \sim 10^{19}$ см $^{-3}$, а степень их ионизации относительно невысока (1%–10%), так что излучение следующего импульса не может быть существенно экранировано. Обнаружено, что в этих условиях на небольшом (~ 1 мкм) расстоянии от поверхности концентрация пара достигает $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$, что может привести к наблюдаемой сильной экранировке, при которой второй импульс не доходит до поверхности твердого тела, т. к. вся его энергия поглощается или даже отражается при превышении плотностью плазмы критического значения. Интересной особенностью процесса формирования кратера в рассматриваемых условиях является интенсивное эрозионное травление этой плазмой стенок кратера, что приводит к значительному уширению канала в режиме тандемного облучения по сравнению с одноимпульсным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (проект № 3.2608.2017/ПЧ).

- Rubahn H.-G. *Laser Applications in Surface Science and Technology* (New York: John Wiley & Sons, 1999).
- Eason R. *Pulsed Laser Deposition of thin Films: Applications-led Growth of Functional Materials* (New York: John Wiley & Sons, 2007).
- Tunnermann A., Wirth C., Seise E., Limpert J., Hanf S., Gabler T., Schreiber T., Andersen T.V., Eidam T. *Opt. Lett.*, **35**, 94 (2010).
- Song R., Hou J., Chen S., Yang W., Lu Q. *Appl. Opt.*, **51**, 2497 (2012).
- Аскарьян Г.А., Рабинович М.А., Савченко М.М. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 150 (1967).
- Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэлеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
- Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Бьковский Ю.А., Крохин О.Н. *Лазерная плазма. Физика и применения* (М.: Изд-во МИФИ, 2003).
- Zergioti I., Stuke M. *Appl. Phys. A*, **67**, 391 (1998).
- Schmidt V., Husinsky W., Betz G. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3516 (2000).
- Amoruso S., Wang X., Altucci C., de Lisio C. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 358 (2002).
- Dausinger F. *Proc. SPIE*, **4830**, 471 (2003).
- Климентов С.М., Пивоваров П.А., Конов В.И., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **34** (6), 537 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (6), 537 (2004)].
- Rode A.V., Luther-Davies B., Gamaly E.G. *J. Appl. Phys.*, **85**, 4222 (1999).
- Schaffer C.B., Garcia J.F., Mazur E. *Appl. Phys. A*, **76**, 351 (2003).
- Luther-Davies B., Rode A.V., Madsen N.R., Gamaly E.G. *Opt. Eng.*, **44**, 051102 (2005).
- Lapczyzna M., Chen K.P., Herman P.R., Tan H.W., Marjoribanks R.S. *Appl. Phys. A*, **69**, S883 (1999).
- Кононенко В.В., Заведеев Е.В., Латушко М.И., Пащинин В.П., Конов В.И., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **42** (10), 925 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (10), 925 (2012)].
- Гарнов С.В., Климентов С.М., Конов В. И., Кононенко Т.В., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **25** (1), 45 (1998) [*Quantum Electron.*, **28** (1), 42 (1998)].
- Кононенко В.В., Кононенко Т.В., Пащинин В.П., Гололобов В.М., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **43** (4), 356 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (4), 356 (2013)].
- Седов Л.И., Коробейников В.П., Марков В. В. *Труды Математического института им. В.А.Стеклова*, **175**, 178 (1986).
- 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) [*Quantum Electron.*, **31** (5), 378 (2001)].
- Ye M., Grigoropoulos C.P. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5183 (2001).
- Кононенко Т.В., Вальтер Д., Конов В.И., Даусингер Ф. *Квантовая электроника*, **39** (4), 328 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (4), 328 (2009)].
- Kim I.J., Kim C.M., Kim H.T., Lee G.H., Lee Y.S., Park J.Y., Cho D.J. Nam, *Phys. Rev. Lett.*, **94** (24), 243901 (2005).
- Choi T.Y., Grigoropoulos C.P. *J. Appl. Phys.*, **92** (9), 4918 (2002).
- Кикоин И.К. *Таблицы физических величин* (М.: Атомиздат, 1976).