

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов

А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, А.А. Самохин

Последовательно — по мере возрастания вложенной плотности энергии лазерного излучения — рассмотрены различные базовые механизмы абляции поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов: низкопорогового сверхбыстрого разлёта плазмы на стадии электронной динамики, откольной абляции расплава и взрывного гидродинамического разлёта закритического флюида, включая связанную с ними последовательность основных физических релаксационных процессов.

Ключевые слова: ультракороткие (фемтосекундные) лазерные импульсы, абляция поверхности, сверхбыстрая лазерно-плазменная абляция, откольная абляция, ударные волны, волны разгрузки, гомогенное вскипание, фазовый взрыв, гидродинамический разлёт закритического флюида

PACS numbers: 79.20.Ds, 79.20.Eb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037974>

Содержание

1. Введение (159).

1.1. Специфика абляции с использованием ультракоротких лазерных импульсов. 1.2. Краткая история исследований. 1.3. Нерешённые вопросы.

2. Электронная динамика и сверхбыстрая "холодная" абляция (161).

2.1. Краткая история и основные методы исследований. 2.2. Оптическая диагностика электронной динамики. 2.3. Эмиссия заряженных частиц и заряджение поверхности. 2.4. Возбуждение и релаксация электронной подсистемы. 2.5. Подпороговая наномасштабная модификация рельефа поверхности.

3. Откольная абляция расплава (165).

3.1. Краткая история и основные методы исследований. 3.2. Соотношение эффектов разгрузки напряжений и вскипания при откольной абляции: предельные случаи. Сегрегация химических элементов.

4. Гидродинамический разлёт закритического флюида (фазовый взрыв) (167).

4.1. Краткая история и основные методы исследований. 4.2. Основные закономерности. Влияние испарительных эффектов. 4.3. Генерация ударных волн и механическое воздействие на поверхность.

5. Заключение (170).

Список литературы (171).

1. Введение

1.1. Специфика абляции с использованием ультракоротких лазерных импульсов

В настоящем обзоре рассматриваются работы в области удаления (иначе — абляции) материалов под действием ультракоротких — фемтосекундных, субпикосекундных и коротких (< 3 пс) пикосекундных — лазерных импульсов, интенсивно исследуемой в последние 30 лет в отношении перспектив прецизионной и высокоэффективной обработки поверхности самых разнообразных материалов: металлов, полупроводников, диэлектриков (включая полимеры) — с использованием хорошо известных и новых механизмов и таких важных преимуществ ультракоротких лазерных импульсов, как малая длительность и высокая пиковая мощность (интенсивность). Обсуждаемым работам предшествовали весьма продолжительные исследования с применением лазеров с короткими — пикосекундными (~ 15 – 30 пс), субнаносекундными и наносекундными — импульсами [1–5], переживающие сейчас новый этап своего развития в связи с появлением мощных и экономичных волоконных лазеров с диодной накачкой и заслуживающие отдельного обстоятельного рассмотрения, которое выходит за рамки данного обзора.

Тем не менее в своё время, примерно 30 лет назад, именно появление лазеров с ультракороткими импульсами открыло новую страницу в истории исследований

А.А. Ионин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 132-60-83. E-mail: aion@sci.lebedev.ru

С.И. Кудряшов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация;
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
Тел. (903) 185-02-46. E-mail: sikudr@sci.lebedev.ru;
Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский просп. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация

А.А. Самохин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: asam@mail.ru

Статья поступила 3 апреля 2016 г.,
после доработки 27 сентября 2016 г.

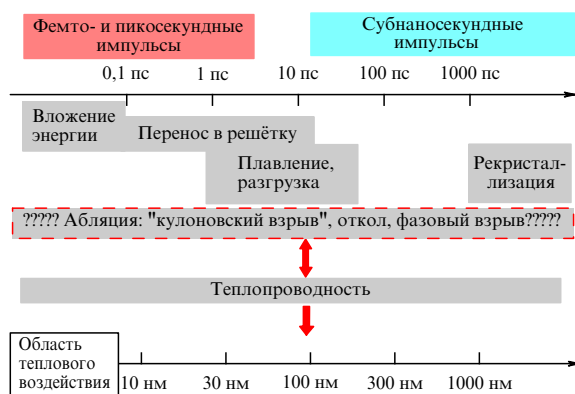


Рис. 1. Временная диаграмма последовательности физических процессов, представляющих фемтосекундную лазерную абляцию, и соответствующее пространственное разрешение для разных предполагаемых абляционных механизмов, определяемое размерами "области теплового воздействия" на момент начала абляционного выноса вещества. Неопределённость временных масштабов реализации основных механизмов фемтосекундной лазерной абляции отмечена множественными вопросительными знаками. Для сравнения показаны временные масштабы воздействия ультракоротких и коротких лазерных импульсов.

лазерной абляции. Примечательно, что это связано не с различными принципами генерации ультракоротких и коротких лазерных импульсов [6], а скорее с характерными временными масштабами электрон-фононной релаксации в электронно-возбуждённых материалах (рис. 1), как раз попадающими в промежуток $\sim 1-10$ пс [7, 8] между этими длительностями лазерных импульсов. В результате оказалось, что, в отличие от преимущественно теплового режима воздействия пикосекундных импульсов [9–12], облучение ультракороткими лазерными импульсами позволяет инициировать в электронной подсистеме материалов целый ряд принципиально новых, преимущественно электронных, физических эффектов: отрыв электронной температуры от решёточной [13, 14], тормозное излучение нетепловыми электронами [15], изменение мгновенных оптических характеристик материалов вследствие электронной перенормировки зонного спектра (например, сужения ширины запрещённой зоны [16–18]) и заполнения состояний [19, 20], интенсивную фото- и/или термостимулированную, а также гибридную электронную эмиссию [21–23], нелинейную эмиссию быстрых ионов [24]. Стоит отметить, что некоторые из этих эффектов: отрыв электронной температуры, электронная эмиссия — изучались ещё до появления ультракоротких лазерных импульсов, но в основном теоретически [25].

1.2. Краткая история исследований

Начало исследований абляции с использованием ультракоротких лазерных импульсов (далее — фемтосекундная лазерная абляция) приходится на начало 1980-х годов, когда в нескольких ведущих научных лабораториях появились мощные лабораторные лазеры с синхронизацией мод [26] (см. также обзор [9]), генерирующие ультракороткие лазерные импульсы, и с их помощью были начаты исследования многих фундаментальных явлений в области взаимодействия лазерного излучения с материалами в абляционном режиме (плотность энергии $0,1-10$ Дж см $^{-2}$, плотность мощности $1-$

10 ТВт см $^{-2}$), предполагающие сверхкороткое вложение энергии с высокой пиковой мощностью [27]. В силу минимального эффекта самовоздействия ультракоротких лазерных импульсов (в основном только на электронную динамику и связанную с ней оптику фотовозбуждённого материала, но без взаимодействия с абляционным факелом), принципиальным моментом фемтосекундной лазерной абляции является сложная мультимасштабная, но полностью предопределённая пространственно-временная последовательность элементарных релаксационных процессов (см. раздел 1.3 и рис. 1).

Соответственно, исследования различных составных процессов фемтосекундной лазерной абляции практически до конца 1990-х годов проходили по нескольким направлениям — относительно простыми времяразрешёнными оптическими (рефлектометрическими, трансмиссионными) методами с фемтосекундным временным разрешением [28–31], а также стандартными методами оптической профилометрии [32], масс-спектрометрии [33–35]. В результате было обнаружено, что высокая пиковая мощность (благодаря малой длительности) при невысокой энергии ультракоротких лазерных импульсов позволяет осуществлять мгновенную электромагнитно-силовую подстройку оптических характеристик материалов на временах возбуждения электронной подсистемы в масштабе ультракороткого лазерного импульса, например, превращать диэлектрик в проводник [16–18, 36]. Также были установлены основные абляционные режимы: гидродинамический разлёт закритического флюида (фазовый взрыв) [28, 29], испарение [37, 38] и отрыв (откол) части слоя расплава [31], хотя последний продолжительное время также рассматривался как гидродинамический разлёт двухфазной паро-капельной системы [39]. С использованием полученных первичных данных на этом этапе были предприняты попытки теоретического осмысления фемтосекундной лазерной абляции в рамках испарительных и гидродинамических подходов [38, 40, 41], молекулярной динамики [42] с довольно упрощённым, даже качественно не всегда адекватным моделированием основных процессов.

Позднее, с выпуском первых коммерческих лазеров ультракоротких лазерных импульсов и довольно широким их распространением в конце 1990-х годов, взаимодействие интенсивных ультракоротких лазерных импульсов с поверхностью конденсированных материалов в абляционном режиме исследовалось значительно шире, практически во всём мире, с соответствующим многократным ростом числа публикаций как в отношении фундаментальных исследований (генерация высокоэнергетических состояний вещества [43, 44], мощных ударных волн [45–47], эмиссия заряженных частиц [24]), так и в плане практических применений — для прецизионной нано- и микромасштабной обработки различных материалов (включая диэлектрики) [48–50]. В результате в последнее десятилетие для режима взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с конденсированным веществом в абляционном режиме открыто несколько новых физических явлений: сверхбыстрая эмиссия плазмы [51–53], стабилизация плотности фотовозбуждённых носителей при существенной перенормировке зонного спектра [18, 54], подповерхностное кипение и пенообразование [55–60] — а в целом, получено достаточное количество новых экспериментальных фактов, детально уточняющих сложившиеся представления. Теоретиче-

ские исследования получили также более широкое развитие и существенно качественно (иногда даже количественно) уточнили картину фемтосекундной лазерной абляции в плане откольной абляции [55, 58] и взрывного разлёта закритического флюида [61, 62], а также предсказали важные явления в электронной динамике, например сильное влияние электронной плотности состояний на динамику электрон-фононного взаимодействия и электронной теплопроводности для материалов со сложным спектром электронных состояний [63–65].

1.3. Нерешённые вопросы

Вместе с тем целостная картина фемтосекундной лазерной абляции пока не сложилась из-за её сложного, междисциплинарного и мультимасштабного характера, охватывающего физику и оптику твердотельной (электрон-дырочной) плазмы или горячего электронного газа, физику электрон-фононных и фонон-фононных эффектов в твёрдом теле, физику теплопереноса, фазовых и химических превращений, гидродинамику потоков аблированного вещества. Между тем представление целостной картины фемтосекундной лазерной абляции является очень важным, поскольку она через характерные временные масштабы развития основных абляционных процессов определяет размеры так называемой области теплового воздействия (в англоязычной литературе — *heat-affected zone*) на момент начала выноса вещества, задавая, таким образом, для этих механизмов абляции пространственное разрешение и удельную эффективность удаления материала (см. рис. 1).

Вместе с тем принципиальная возможность для выяснения фундаментальных механизмов фемтосекундной лазерной абляции существует, поскольку благодаря малой длительности лазерного излучения оно своим начальным воздействием запускает длинную, мультимасштабную цепь различных электронных и решёточных процессов с *предопределённой динамикой*, на которую потом напрямую уже не влияет. Это касается в первую очередь поглощения энергии ультракоротких лазерных импульсов — оно происходит без влияния абляционного лазерного факела, а также зачастую и различных нелинейных тепловых процессов лазерного самовоздействия с оптической обратной связью (в отличие от случая воздействия коротких лазерных импульсов). Кратко, такое интенсивное поглощение энергии ультракоротких лазерных импульсов в масштабе лазерного импульса реализуется через внутри- или межзонное (зачастую нелинейное) фотовозбуждение электронов и связанные с ним процессы, управляющие поглощением и отражением поверхности фотовозбуждённого материала благодаря мгновенному изменению его оптических характеристик (вплоть до насыщения поглощения) преимущественно через заполнение зон — нагревание, термализация и эмиссия (в меньшей степени теплопроводность) электронов. На данном этапе в полупроводниках и диэлектриках имеют место также оже-рекомбинация, безынерционное экранирование носителями ионного остова и электронная перенормировка зонного спектра. Именно объёмная плотность вложенной на данном этапе энергии задаёт последовательность релаксационных процессов, включая абляцию. Далее происходит постепенный перенос на пикосекундных временах вложенной энергии из электронной подсистемы фотовозбуждённого поверхностного слоя материала в его ионную (решёточ-

ную) подсистему (электрон-фононная релаксация) — процесс давно известный, но, как недавно выяснилось, зависящий от предшествующей электронной динамики, в частности от мгновенной электронной температуры или электронно-индуцированного разупорядочения поверхности. Затем следует стадия плавления поверхностного слоя материала через механизмы гомогенного или гетерогенного плавления и формирования горячего, инерционно-сжатого докритического или сверхкритического флюида, который претерпевает акустическую разгрузку. Наконец, в зависимости от объёмной плотности первоначально вложенной энергии лазерного излучения в ходе последнего процесса реализуются пикосекундный необратимый гидродинамический разлёт сверхкритического флюида или разрыв разгруженного слоя расплава с отрывом его плёнки нанометровой толщины. Завершается абляция отверждением расплава на наносекундных (субнаносекундных) временах вследствие транспорта тепла в объём материала и в меньшей степени испарительного охлаждения. Соответственно, с учётом предопределённости кратко и схематично изложенной выше динамики основных стадий фемтосекундной лазерной абляции имеется возможность её детального поэтапного исследования начиная от поглощения энергии ультракоротких лазерных импульсов до абляционного удаления материала и завершающей термической релаксации. Соответствующие достижения и нерешённые вопросы изложены и обсуждаются в последующих разделах.

2. Электронная динамика и сверхбыстрая "холодная" абляция

2.1. Краткая история и основные методы исследований

В отличие от случая воздействия коротких лазерных импульсов, поглощение энергии ультракоротких лазерных импульсов поверхностью конденсированной фазы в абляционном режиме считалось на первом, самом раннем, этапе исследований протекающим без взаимодействия с экранирующей — поглощающей и рассеивающей — газофазной эрозивной электрон-ионной плазмой, появляющейся после лазерного импульса и динамически изменяющей поглощательную способность мишени. В то же время в результате систематических работ было экспериментально показано, что уже в течение ультракоротких лазерных импульсов накачки существенно изменяется поглощательная способность самих конденсированных мишеней — благодаря нагреванию электронного газа в металлах, генерации и нагреванию электрон-дырочной плазмы в полупроводниках и диэлектриках [14, 16–20, 26, 28, 29, 59], причём в абляционном режиме воздействия ультракоротких лазерных импульсов для самых разных материалов: металлов, полуметаллов и полупроводников — наблюдалось плато коэффициента отражения как на зависимостях от плотности энергии накачки, так и на временных зависимостях. Для полупроводников на основании данных измерений поверхностной генерации второй гармоники [66–68], а также рентгеновской дифракции с временным разрешением [69] данный эффект связывался со сверхбыстрым разупорядочением ("нетермическим плавлением") поверхностного слоя при плотности плазмы $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При этом другие возможные при-

чины электронной и решёточной динамики — перенормировка зонного энергетического спектра (плазма-индуцированное сужение ширины запрещённой зоны вплоть до её коллапса [16]), баланс ионизационных и рекомбинационных, а также электронно- и плазменно-эмиссионных эффектов — исследовались не экспериментально, а теоретически, но не в совокупности [18, 54], а лишь фрагментарно — с учётом отдельных важных эффектов [70–72], к числу которых можно отнести экранирование плазмой ионного потенциала, перенормировку зонной щели, заполнение состояний, дисперсию масс носителей, а также релаксацию носителей.

2.2. Оптическая диагностика электронной динамики

Кроме того, имелись отдельные указания на возможный низкопороговый выход плазмы с поверхности конденсированных мишеней в режиме абляционного воздействия ультракоротких лазерных импульсов во время разрешённых оптических [28] и масс-спектрометрических исследованиях [34, 73, 74], однако не было прямых указаний на выход плазмы или корректность оценки порога выхода ионов представлялась недостаточной ввиду многоимпульсного воздействия ультракоротких лазерных импульсов на один и тот же участок мишени для достижения развитой абляции (возможно, термического происхождения на пико-наносекундных временах [33, 34]), что обычно связано с формированием дифракционных периодических поверхностных структур и локальным усилением электромагнитных полей в таких структурах [9]. Иногда при этом в корреляции с ионной эмиссией измерялась и электронная эмиссия [24], предполагающая безынерционный выход плазмы без установления равновесия электронной подсистемы с решёткой, однако дополнительных корреляционных исследований для эмиссии, подтверждающих её безынерционный характер в масштабе ультракоротких лазерных импульсов накачки, не проводилось. Более того, даже в масс-спектроскопических экспериментах с двойной накачкой ультракороткими лазерными импульсами с варьруемой задержкой [34, 73] такую корреляцию установить невозможно, в отличие от процессов с виртуальным возбуждением носителей — типа генерации гармоник в нелинейных кристаллах, поскольку поглощательная способность немонотонно эволюционирует сама по себе уже после накачки первым ультракоротким лазерным импульсом [14, 16–20, 26, 28, 29, 59]. Тем не менее некоторые эксперименты по многоимпульсной фемтосекундной лазерной абляции поверхностей диэлектриков были интерпретированы в терминах "кулоновского взрыва" [75], что подтверждалось численными расчётами заряжения поверхности диэлектриков, достаточного для эмиссии ионов [70], в отличие от незначительного заряжения поверхности полупроводников и металлов [76, 77].

2.3. Эмиссия заряженных частиц и заряжение поверхности

Вместе с тем, ввиду принципиальной возможности непрерывного перехода под действием ультракороткого лазерного импульса для материала с сильновозбуждённой электронной подсистемой к низкотемпературной газофазной плазме, действительно можно ожидать сверхбыстрой эмиссии плазмы, в принципе, даже для металлов, для которых теоретически предсказана невозможность существенного заряжения поверхности в ре-

зультате электронной эмиссии в абляционном режиме воздействия ультракоротких лазерных импульсов [70], в отличие от полупроводников, для которых значительное заряжение поверхности удалось даже зарегистрировать [76, 77]. Предпосылкой для интенсивной электронной эмиссии и возможного заряжения поверхности является высокая электронная температура T , поддерживаемая в течение ультракороткого лазерного импульса накачки на поверхности металлов, полупроводников и полуметаллов, которая вместе с высокоинтенсивным импульсным электромагнитным полем способствует термо- и фотостимулированным, а также смешанным (модель Фаулера–дю Бриджа) процессам N -фотонной эмиссии электронов по многим возможным каналам J_N для интенсивности лазерного излучения I с частотой ω и обобщённого сечения многофотонной ионизации σ_N [22, 23, 70]

$$J = \sum_0^{\infty} J_N, \quad J_N = \sigma_N I^N,$$

$$\sigma_N = a_N A_N \left[\frac{e}{\hbar\omega} (1 - R) \right]^N T^2 F(X_N),$$

$$X_N = \frac{N\hbar\omega - \Phi}{k_B T}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, Φ — работа выхода, k_B — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка, R — коэффициент отражения, а прочие параметры и функция $F(X)$ определены в теории Фаулера–дю Бриджа [23]. Действительно, ранее неоднократно масс-спектрометрическими и коллекторными методами регистрировался выход ионов с нетермическими энергиями [24, 34, 73, 74, 78, 79], который интерпретировался в терминах кулоновского взрыва заряженной поверхности.

В последние годы были также выполнены эксперименты по низковакуумной коллекторной регистрации электронной и ионной эмиссии в абляционном режиме воздействия одиночных ультракоротких лазерных импульсов (во избежание наработки рельефа и эмиссии, связанной с резонансным или нерезонансным плазмонным усилением электромагнитных полей на особенностях такого рельефа) [51–53, 80, 81]. При этом разработанная схема позволяла прикладывать для экстракции зарядов в воздухе непосредственно из области абляции (абляционная мишень — заземлённый электрод) чрезвычайно высокие экстрагирующие электрические поля — до 3 кВ см^{-1} (в частности, 300 В на промежуток 1 мм). В результате были исследованы не только электронная эмиссия при положительном (но не отрицательном) потенциале коллектора существенно выше типичных порогов насыщения эмиссионных сигналов в вакууме из-за объёмного заряда (порядка нескольких мДж см^{-2}) — вплоть до порога начала плазмообразования порядка $0,1\text{--}1 \text{ Дж см}^{-2}$, но и сам выход плазмы в широком диапазоне F с сигналами, идентичными при обеих полярностях коллектора [52]. Причём пороговый выход заряженных частиц плазмы, регистрируемый коллекторным электродом, коррелировал с выходом положительных ионов и нейтральных частиц в оптико-эмиссионной спектроскопии абляционного факела. При этом также предпринимались различные специальные меры по проверке вкладов филаментационной плазмы, прямой фотоэмиссии с поверхности коллектора, снимались вольтам-

перные кривые для разных межэлектродных расстояний, значений падающей плотности энергии и числа ультракоротких лазерных импульсов, падающих в точку. Ввиду начала филаментации в воздухе перед мишенью при существенном превышении порога выхода плазмы по плотности энергии (обычно $> 2-3 \text{ Дж см}^{-2}$) и пиковой мощности ультракоротких лазерных импульсов, приводящей к насыщению сигналов эмиссии плазмы, данным коллекторным методом в широком диапазоне плотности энергии ультракоротких лазерных импульсов ($0,10-20 \text{ Дж см}^{-2}$) были проведены исследования также и в вакууме — в безфиламентационном режиме — для более слабых экстрагирующих полей, — которые подтвердили нелинейный по плотности энергии выход плазмы.

В результате было установлено [51–53, 80, 81], что для самых разнообразных материалов: алюминия, меди, титана, кремния, графита — эмиссия электронов ниже порога плазмообразования происходит практически по линейному закону, тогда как выше порога выхода плазмы эмиссия зарядов обоих знаков носит нелинейный характер с показателем степени, варьирующимся от 2 (титан) до 4 (кремний) с промежуточным значением 3 (алюминий, графит, медь), причём для медной мишени отмечается количественное согласие с данными вакуумных зондовых измерений [24] по порогу и характеру степенной зависимости выхода электронов и ионов. Вместе с тем принципиально важно, что для второго — надпорогового — режима лазерного воздействия впервые была обнаружена корреляция выхода электрон-ионной плазмы и насыщения коэффициента отражения ультракороткого лазерного импульса накачки или слабого пробного ультракороткого лазерного импульса от плотности энергии импульса накачки для всех указанных материалов: алюминия, меди, титана, кремния, графита (рис. 2). Отметим, что уже в течение двух последних десятилетий существование такой плазмы гипотетически предполагалось исходя по отдельности из данных измерений эмиссии заряженных частиц [24] или субпикосекундной оптической рефлектометрии графита [28]. Эта универсальность эффекта связывалась с достижением высоких электронных температур для таких исходно

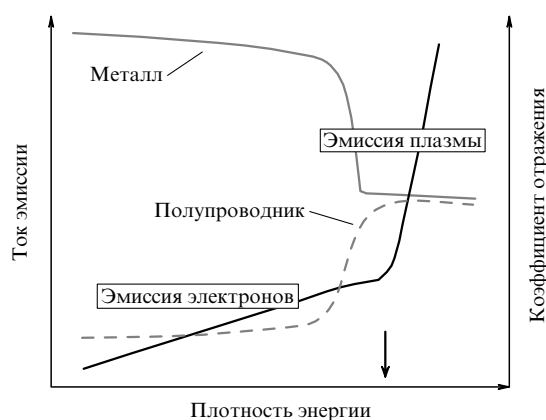


Рис. 2. Схематичное представление корреляции зависимостей тока эмиссии в режимах эмиссии электронов и плазмы (тёмная кривая), а также коэффициента отражения пробного импульса или самого импульса накачки (серая сплошная кривая — для металлов, штриховая кривая — для полупроводников) от плотности энергии (согласно [51–53]). (См. детальное описание в тексте.)

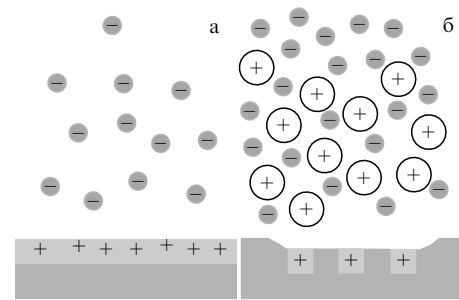


Рис. 3. Схематическое изображение процессов зарядки поверхности при интенсивной электронной эмиссии с поверхности материалов под действием ультракороткого лазерного импульса (а) и снятие заряда через разлёт двойного электрон-ионного слоя (б).

проводящих и слабопроводящих материалов, что приводило к сильной термо/фотостимулированной эмиссии электронов и зарядке поверхности, которое снималось при эмиссии плазмы (рис. 3). При этом, несмотря на минимальное абляционное удаление поверхностного слоя (порядка нескольких нанометров [51]), такой низкороговый выход электрон-ионной плазмы приводит к высокому плазменно-абляционным потерям энергии с поверхности образца, замораживая нагревание электронной подсистемы на уровне нескольких электронвольт (см. исследования энергобаланса для алюминия и кремния на разных временных масштабах в разделах 2.4 и 4.2), поэтому представляется важным учитывать этот эффект в энергетическом балансе и динамике электронной температуры материалов.

Стоит отметить, что в последнее десятилетие предлагались различные феноменологические модели сверхбыстрой абляции поверхности материалов, построенные на основе концепции электронного давления в электронно-возбуждённых материалах [44, 82–87]. В них в рамках кинетического [82] или термодинамического [83–87] подходов рассматривались соответственно перераспределение первоначально однородной плотности электронов в скин-слое материала с градиентом электронной температуры и возможность инициирования разлёта вещества, вызванного огромным электронным давлением свободных носителей (без учёта мгновенных эффектов переноса) [84],

$$\rho \left(\frac{dV}{dt} \right) = - \frac{\partial (P_e + P_i + q)}{\partial z}, \quad (2)$$

где ρ — плотность вещества, V — скорость разлёта, $P_{e,i}$ — давление в электронной и ионной подсистемах, q — искусственная вязкость в полной системе гидродинамических уравнений, напоминающих обобщённые уравнения двухтемпературной модели для электронной и ионной подсистем [25]. Поскольку второй подход возник на основе теории плазмы, актуальные для твёрдого тела вопросы электрон-решёточной связи, в частности квантовой кинетики испускания акустических фононов для реализации гидродинамического давления вещества и его абляционного разлёта, при этом практически не рассматривались. Такой подход отчасти оправдан только при высоких степенях зарядки поверхности, связанных с высокой интенсивностью ультракоротких

лазерных импульсов и/или высокими электронными температурами, когда когезия материала значительно уменьшается вследствие уменьшения плотности электронов [88] и он может непрерывно переходить в плазмообразное состояние.

2.4. Возбуждение и релаксация электронной подсистемы

Релаксация возбуждённой, но термализованной электронной подсистемы материалов традиционно описывается в рамках двухтемпературной модели для электронной (T_e) и ионной (T_i) подсистем с соответствующими теплоёмкостями C_e и C_i , связанными с константой электрон-фононной связи G_e и временем электрон-фононной релаксации $\tau_{ep} \approx C_i/G_e$ [25]:

$$\begin{aligned} C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - G_e(T_e - T_i) + Q^*, \\ C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) + G_e(T_e - T_i), \end{aligned} \quad (3)$$

где эффективный источник может быть определён, например, с учётом вышеупомянутых термо/фотоэлектронно-эмиссионных и лазерно-плазменных абляционных эффектов [51–53, 80, 81] в виде [89]

$$Q^* = (1 - R) \alpha I - \frac{J_e(T_e)}{l_{esc}} \exp \left[-\frac{z}{l_{esc}} \right], \quad (4)$$

где κ_e , κ_i — коэффициенты электронной и решёточной теплопроводности, R и α — коэффициенты отражения и поглощения материала при интенсивности I , J_e — электронный поток с характерной глубиной l_{esc} .

Разработанная почти полвека назад для стадии переноса энергии из электронной подсистемы в решётку для изучения эффектов бомбардировки материалов быстрыми ионами, эта модель в последнее десятилетие подвергалась существенной коррекции в плане теоретического выявления точной зависимости коэффициентов электронной теплоёмкости, теплопроводности и электрон-фононной связи от электронной температуры T_e в связи с учётом немонотонных энергетических распределений электронной плотности состояний для металлов со сложной электронной структурой (например, переходных металлов [63–65]), однако систематическая экспериментальная верификация указанных зависимостей до сих пор проводилась буквально для отдельных материалов путём измерения порогов откольной абляции и фазового взрыва в зависимости от длительности лазерного импульса в пикосекундном (субпикосекундном) диапазоне [89]. При этом предполагалось минимальное значение порога лазерной абляции при длительности импульса, близкой к характерному времени электрон-фононной релаксации, поскольку интенсивность электронных диссипативных процессов — эмиссия, высокотемпературная электронная теплопроводность — убывает с уменьшением электронной температуры по мере возрастания длительности импульса до этой величины (с одновременным уменьшением порогов), а с другой стороны, при превышении этой величины пороги возрастают по мере увеличения вклада в потери электронной теплопроводности при решёточных температурах. В некоторых случаях, например для полупроводников, формулировка двухтемпературной модели уточнялась в

плане как транспорта плотной электрон-дырочной плазмы (амбиполярная диффузия), так и термализации поглощённой энергии, однако такой ключевой параметр, как коэффициент электрон-фононной связи, в отсутствие каких-либо справочных экспериментальных значений брался оценочно, возможно, с большой погрешностью [90, 91].

В то же время большинство теоретических работ не учитывает в двухтемпературной модели электронную и плазменную эмиссию [9–11, 14, 15, 24, 35, 43, 44, 63, 64], если только целью описания не является сама (термоэлектронная) эмиссия [21, 25, 51]. Полный учёт всех линейных и нелинейных фотоэмиссионных, термоэмиссионных и смешанных фото/термоэмиссионных каналов, например, в рамках модели Фаулера – дю Бриджа, обобщённой с учётом многофотонных процессов [92], позволяет предложить довольно детальное описание электронной эмиссии [22, 23, 70], которое, возможно, объяснило бы наблюдаемые экспериментально линейный выход электронов и нелинейный выход электронов/ионов по мере увеличения плотности энергии ультракороткого лазерного импульса [21, 24, 34, 51–53, 73, 74, 80, 81]. Однако до сих пор такое полное описание электронной эмиссии в двухтемпературной модели не применялось.

Наконец, важным, однако ранее не учитывавшимся эффектом электронной динамики в ходе электрон-фононной релаксации в абляционном режиме является сверхбыстрое разупорядочение поверхности материалов, сопровождающее их заряджение и эмиссию плазмы [53], которое может резко ускорить перенос энергии из электронной подсистемы в решётку. Этим, возможно, объясняются измеренные для различных материалов (кремний, медь, алюминий, серебро) [93, 94] малые (~ 1 пс) времена электрон-фононной релаксации, многократно меньшие ожидаемых согласно теоретическим предсказаниям (см., например, [64]), определяющие не только меньшие размеры области теплового воздействия из-за быстрой релаксации сильных градиентов электронной температуры, но и в итоге более высокую температуру ионной подсистемы и, соответственно, более высокую скорость термических фазовых превращений в ходе абляции.

2.5. Подпороговая наномасштабная модификация рельефа поверхности

Несмотря на минимальное абляционное удаление поверхностного слоя в режиме сверхбыстрой эмиссии плазмы под действием ультракороткого лазерного импульса на глубину в несколько нанометров [51], именно в этом режиме в ряде работ была обнаружена необычная *наномасштабная* многоимпульсная периодическая модификация рельефа поверхности с периодом структур, в 2–15 раз меньшим длины волны импульса накачки [95–98]. Интересно, что такое лазерное наноструктурирование поверхности материалов оказывается возможным только ниже соответствующего порога термоиндуцированной откольной абляции использованных материалов по следующим причинам: 1) выше своего порога термическая абляция происходит по всей надпороговой области и удаляет поверхностный рельеф; 2) слабая, но сверхбыстрая абляция через эмиссию плазмы позволяет зафиксировать в виде рельефа поверхности субмикромасштабное или даже наномасштабное

интерференционное распределение электромагнитных полей падающих ультракоротких лазерных импульсов и поверхностных электромагнитных волн с минимальным тепловым размыванием интерференционных максимумов даже для металлов с высокой теплопроводностью (например, алюминия [60, 99]). В результате при плотностях энергии ультракоротких лазерных импульсов существенно ниже порога откольной абляции реализуется локальная пространственно-периодическая абляция поверхности различных диэлектриков и металлов, в частности алюминия, только в интерференционных максимумах с генерацией наномасштабных пространственно периодических структур [60, 95–99], периоды которых соответствуют удвоенному волновому числу коротковолнового поверхностного плазмонного резонанса из-за возбуждения стоячей волны встречными поверхностными плазмонами [98]. Получаемый наномасштабный рельеф поверхности материалов с характерным размером элементов рельефа порядка минимальных размеров парового пузырька ($\sim 10\text{--}100\text{ нм}$) представляет интерес для управления их смачиванием, а также кипением жидкостей в теплофизических установках.

Таким образом, несмотря на довольно многочисленные, но узкие по направленности экспериментальные и теоретические исследования по электронной динамике и связанной с ней сверхбыстрой фемтосекундной лазерной абляции — отражение, эмиссия электронов и/или ионов, заряджение поверхности, субабляционное наноструктурирование поверхности — целостной картины электронной динамики материалов в абляционном режиме, согласованно учитывающей и указывающей роль вышеупомянутых эффектов, до сих пор не сложилось.

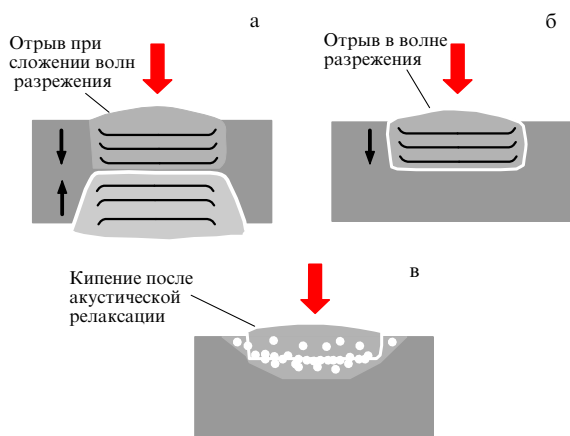


Рис. 4. Иллюстрация основных предполагаемых механизмов отрыва плёнки расплава при фемтосекундной лазерной абляции: (а) двухволновой механизм с волной разрежения (отражённой волной сжатия) и прямой волной разрежения; (б) термомеханический механизм с прямой волной разрежения; (в) механизм, связанный с расширением подповерхностной паровой полости.

3. Откольная абляция расплава

3.1. Краткая история и основные методы исследований

Под отколом обычно понимают "холодный" разрыв твёрдой мишени при фронтальном ударе, взрыве или высокоинтенсивном импульсном лазерном воздействии [1, 2, 100–103], генерирующем мощную прямую ударную волну, которая быстро распространяется в мишени и отражается на её тыльной стороне в виде обратной (неударной) волны разрежения. Последняя складывается с прямой волной разрежения, формирующейся по мере разгрузки области удара на фронтальной стороне, и в области сложения волн разрежения происходит разрыв материала с выходом "болванки" с тыльной стороны мишени (рис. 4а).

Соответственно, аналогичная "двухволновая" картина была сначала принята для объяснения наносекундного отлёта расплавленной плёнки материала при откольной абляции поверхности полупроводников и металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов, демонстрирующей известные из классической оптики интерференционные кольца Ньютона, но в динамическом варианте [31, 40] (рис. 5). Хотя первоначально для объяснения таких колец привлекалась гипотеза о разлёте паро-капельной смеси как эффективной среды с высоким показателем преломления [39], далее всегда рассматривалась именно интерференционная модель [31, 40, 59]. В её рамках учитывалось отражение нормально падающего на мишень пробного ультракороткого лазерного импульса от поверхности отлетающей частично прозрачной плёнки из микроскопической (типичный размер $\sim 30\text{--}100\text{ мкм}$) области видимого расплава материала, отражение его реплики, прошедшей через эту плёнку, от поверхности расплава под ней и их итоговая интерференция на поверхности плёнки, наблюдаемая в варианте оптической микроскопии времязрешённого отражения (схема оптического микроскопа в режиме на отражение с заменой стационарной подсветки низкоинтенсивным пробным ультракоротким лазерным импульсом) [31]. В результате вышеупомянутая традиционная "двухволновая" модель откольной абляции была применена для объяснения такого фронтального откола при предположении, что внутри мишени в инерционно нагретом поверхностном слое происходит обращение фазы возникшей при сверхбыстром нагревании мощной волны сжатия [40]. Далее на временах акустической разгрузки прямая волна разгрузки поверхности и отражённая волна разрежения взаимодействуют с последующим отрывом плёнки расплава.

3.2. Соотношение эффектов разгрузки напряжений и вскипания при откольной абляции: предельные случаи. Сегрегация химических элементов

Последующее моделирование тех же эффектов инициирования отрыва и отлёта плёнки расплава при отколь-

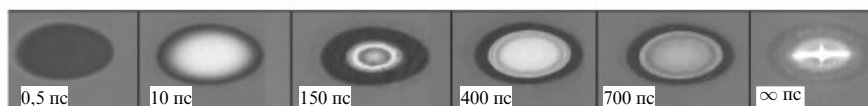


Рис. 5. Динамика интерференционных колец Ньютона на поверхности кремния, аблированного ультракоротким лазерным импульсом накачки, подсвечиваемой падающим по нормали пробным ультракоротким лазерным импульсом. (Адаптированный рисунок из [104].)

ной абляции под действием ультракороткого лазерного импульса в рамках молекулярной динамики во многом находилось под влиянием отмеченных выше первых работ [40, 41] и рассматривало также термомеханический отрыв плёнки, однако уже только в прямой бегущей волне разрежения [55, 61, 105–109] (рис. 4б). Экспериментальным основанием для этого подхода являются наблюдаемые лазерно-индуцированное подповерхностное вскипание и отрыв жидкой плёнки в волне разрежения в прозрачных "мягких" объёмных средах типа гелей [110] и слабопоглощающих жидкостей [111–113]. По-прежнему пороговый отрыв считался связанным с преодолением прочности на разрыв на временах акустической разгрузки расплава, хотя в ряде работ включалось в рассмотрение и подповерхностное вскипание жидкости [55, 57], подтверждаемое независимыми исследованиями [56, 57, 59, 60]. Последующие, более детальные, молекулярно-динамические расчёты показали выраженное наномасштабное пенообразование, которое не только сопровождает отрыв плёнки и инерционное формирование наноострий [55, 57], но и может вызывать за счёт конечной упругости пены возврат плёнки обратно к поверхности с отрицательной скоростью [56]. В результате различных теоретических оценок вкладов волны разрежения и объёмного вскипания в некоторых работах было сделано предположение об отрыве плёнки расплава в фазе завершённой акустической релаксации [57, 59, 60] (рис. 4в), когда расплав находится в квазиравновесном (при нормальном давлении) терморасширенном состоянии и имеет определённое временное окно, определяемое его охлаждением вследствие транспорта тепла, для подповерхностного гомогенного вскипания.

Заметим, что качественно похожая задача ранее решалась в технологии лазерной очистки критических поверхностей в микроэлектронике, где поглощающая поверхность нагревалась импульсным лазерным излучением наносекундной длительности через слой легкокипящей прозрачной жидкости — обычно воды или изопропилового спирта [57, 112–115]. Было обнаружено, что пороговое околокритическое вскипание жидкости происходит на субнаносекундных временах [114, 115], скорости отлёта плёнки жидкости выше порога вскипания не зависят от плотности энергии лазерного излучения [116] и обратно пропорциональны толщине плёнки [113]. Кроме того, были проведены акустические исследования и анализ временной динамики давления в кипящем пристеночном слое жидкой плёнки по мере роста и перколяции пузырей [117], оценены характерные временные масштабы перколяции [117–119], а также выдвинуто предположение о резком возрастании давления в нанопене при её слиянии в микроскопическую паровую полость слоя вследствие резкого уменьшения роли поверхностного натяжения, стабилизирующего паровые пузыри в противовес давлению пара [120].

Аналогично, на формирование латеральной паровой полости в плоскости вскипания материала при откольной абляции под действием ультракороткого лазерного импульса могут указывать наблюдаемые при этом плоские откольные кратеры [59, 60, 89]. Такие откольные кратеры при фемтосекундной лазерной абляции имеют глубину, не зависящую от плотности энергии ультракороткого лазерного импульса во всём интервале ($\approx 50\%$ от величины порога откольной абляции [59, 89]) между порогами откольной абляции и фазового взрыва, тогда

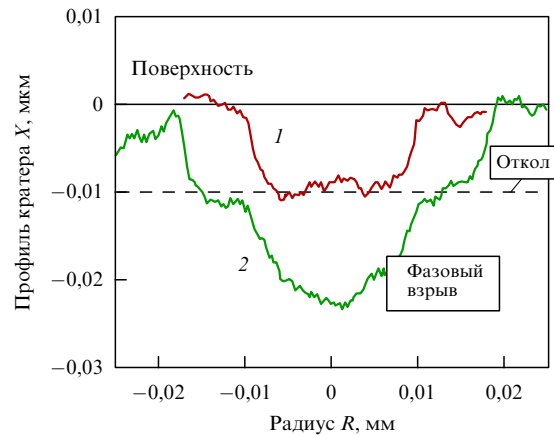


Рис. 6. Кратеры, сформированные на поверхности железа при одноимпульсной фемтосекундной лазерной абляции с пиковой плотностью энергии выше порога откольной абляции (1) и выше порога фазового взрыва (2). Во втором случае видна двойная структура кратера с внешним плоским откольным кратером и внутренним неплоским взрывным кратером. (Адаптированный рисунок из [89].)

как выше порога фазового взрыва глубина кратера быстро возрастает с увеличением плотности энергии накачки (рис. 6) (при этом до сих пор не установлено, суммируются ли в последнем случае вклады в глубину неплоского кратера от поверхностного фазового взрыва и подповерхностной откольной абляции, а если нет, то почему глубина итогового кратера превышает глубину откольной абляции). Аналогично, о подповерхностном кипении непосредственно свидетельствует также сегрегация химических элементов в приповерхностном слое, в частности обеднение поверхности более легколетучим элементом при абляционном наноструктурировании ультракороткими лазерными импульсами поверхности химических соединений типа GaAs [121]. Наконец, этот механизм подтверждается также исследованиями фемтосекундной лазерной абляции Si и GaAs методом масс-спектрометрии [33]: для обоих указанных материалов начиная от порога откольной абляции (примерно в два раза превосходящего порог термического плавления) температура поверхности расплава превышает 3×10^3 К, а выход атомов и положительных атомных ионов носит характер развитого околокритического испарения, поскольку выход этих частиц довольно быстро нелинейно (примерно квадратично) возрастает с увеличением плотности энергии ультракороткого лазерного импульса накачки, но в то же время относительно медленно по сравнению с их экспоненциальным подпороговым выходом [33].

Также качественно схожие результаты показал динамический анализ интерференционного эффекта (кольца Ньютона) при откольной фемтосекундной лазерной абляции (см. рис. 5). При этом учитывалось, что, в зависимости от расстояния отлёта плёнки от поверхности, кольца Ньютона в виде максимумов и минимумов освещённости в отражении наблюдаются как по поверхности плёнки в различные моменты времени, так и с течением времени в выбранной точке плёнки с фиксированной локальной плотностью энергии ультракороткого лазерного импульса. Это позволило определить, с допущением о слабопреломляющей ($n \approx 1$ для пробного ультракороткого лазерного импульса) паровой фазе в промежутке под плёнкой [33, 59, 122], по угловому

наклону временной зависимости смены интерференционных максимумов и минимумов скорость отлёта плёнки в зависимости от плотности энергии ультракороткого лазерного импульса — минимальную (или даже с последующей сменой знака [123, 124]) вблизи края откольного кратера и максимальную (до нескольких километров в секунду [31, 59, 122, 123]) вблизи порога фазового взрыва, который происходит на пикосекундных временах в виде микрогетерогенной сильно рассеивающей паро-капельной смеси [33, 59, 122, 123]. Более того, в последние годы те же самые зависимости — с их экстраполяцией на нулевое расстояние отлёта — были использованы для изучения времён задержки отрыва плёнки от поверхности в зависимости от плотности энергии лазерного излучения [59, 122, 123], которые быстро уменьшались в субнаносекундном временном диапазоне по мере возрастания плотности энергии ультракороткого лазерного импульса, всегда многократно превосходя характерное время разгрузки слоя расплава. Данные результаты, а именно зависимости гиперболического характера времени задержки отрыва плёнки от плотности энергии ультракороткого лазерного импульса выше порога абляции (характерные времена задержек — в диапазоне от нескольких сотен до нескольких десятков пикосекунд) — указывали на взрывной характер вскипания, предшествующего отрыву плёнки [59, 121–123].

Примечательным независимым подтверждением испарительного характера отрыва разгруженной плёнки при абляции поверхности железа ультракоротким лазерным импульсом стали зависимости глубины абляции по откольному механизму и механизму фазового взрыва от плотности энергии лазерного излучения для различных пикосекундных (субпикосекундных) длительностей последних [89]. Отмечалось, что глубина кратера откольной абляции практически не зависит от длительности ультракороткого лазерного импульса в широком диапазоне (0,3–11 пс [89]), при этом характерное время электрон-фононной релаксации при данном уровне накачки составляет около 1–2 пс, что предположительно указывает на протекание откольной абляции существенно позднее окончания импульса — даже пикосекундной длительности. Более того, по мере возрастания длительности ультракороткого лазерного импульса отмечалось быстрое монотонное уменьшение углового наклона зависимости вклада глубины абляции по механизму фазового взрыва от плотности энергии излучения — вплоть до полного подавления этого механизма при длительностях более 6 пс. Подавление фазового взрыва при значительных длительностях ультракороткого лазерного импульса связывалось в [89] с непрерывным испарительным охлаждением поверхности материала, резко возрастающим, как показано по выходу атомов и атомных ионов в [33], по мере увеличения температуры поверхности в ходе электрон-фононной релаксации, но ещё до достижения критической температуры для инициирования фазового взрыва.

Визуализация процессов такого приповерхностного кипения недавно была экспериментально проведена для объёмной мишени алюминия чуть ниже порога откольной фемтосекундной лазерной абляции методом сканирующей электронной микроскопии высокого увеличения [60]. Следы гомогенного кипения наблюдались в виде наномасштабных ямок или подповерхностных полостей на глубине в несколько десятков нанометров внутри

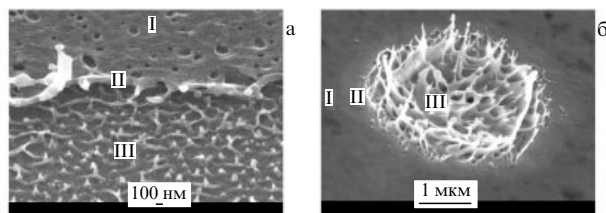


Рис. 7. Электронно-микроскопические изображения наномасштабной шероховатости дна откольных кратеров, сформированных на поверхности объёмных алюминия (а) и золота (б) при одноимпульсной фемтосекундной лазерной абляции с пиковой плотностью энергии выше порога откольной абляции, но ниже порога фазового взрыва (адаптировано из [89, 126]). I–III — области вблизи, на краю и внутри кратера.

мишени [60] (см. также [57]), легкодоступных для визуализации с помощью электронного пучка с энергией электронов порядка 15–20 кэВ и глубиной проникновения первичных электронов около 1–2 мкм. Внутри откольного кратера — для поверхности не только алюминия, но и меди [125], серебра, золота [126] — отмечается интенсивное вспенивание с развитой остаточной шероховатостью (рис. 7), амплитуда которой возрастает с увеличением силы фокусирующей оптики вследствие усиления влияния теплопроводности для меньшего фокального пятна и является самоорганизованной наномасштабной плазмонной текстурой для целей хемо- и биосенсорики [126]. Данные механизмы наномасштабной модификации рельефа использовались также для ультрапрецизионной абляции тонких плёнок ультракороткими лазерными импульсами [127–134].

Таким образом, за последние два десятилетия представления об откольном механизме фемтосекундной лазерной абляции с фронтальным отрывом плёнки расплава развивались от "двухволновой" модели почти механического отрыва через "одноволновую" термомеханическую модель до недавней модели парового разрыва акустически-релаксированного (термически-расширенного) поверхностного расплава, представляя собой в первом и последнем случаях предельные механизмы высоко- и низкотемпературного ($T \geq T_m$ и $T \leq T_{crit}$ соответственно, где T_m и T_{crit} — нормальная температура плавления и критическая температура вещества) пересечения спинодали жидкость–пар на фазовой диаграмме. В то же время даже в рамках последнего подхода, где порог отрыва связывается с подповерхностным вскипанием в термически-расширенном расплаве, отмечается быстрое уменьшение задержки начала отрыва по мере превышения порога откольной абляции, стремящаяся к характерным временам акустической разгрузки расплава и переходящее в этот временной диапазон при достижении порога фазового взрыва и гидродинамического разлёта критического (околокритического) или закритического флюида.

4. Гидродинамический разлёт закритического флюида (фазовый взрыв)

4.1. Краткая история и основные методы исследований
Гидродинамический абляционный разлёт вещества при высоких внутренних давлениях и температурах с сильным межзонным взаимодействием (закритического или

сверхкритического флюида, иначе — низкотемпературной плазмы; в англоязычной литературе — warm dense matter), инициированный интенсивным ультракоротким лазерным импульсом накачки на поверхности нескольких металлов — Al, Cu и W [29], а также диэлектрика и полуметалла — алмаза и графита [28], впервые исследовался в пикосекундном временном масштабе с использованием схемы оптическое возбуждение – оптическое зондирование при высоких плотностях энергии накачки, $\approx 1-10$ Дж см⁻². Было обнаружено, что коэффициент отражения плавно и монотонно — практически экспоненциально — убывает в несколько раз до аномально низких значений $\approx 0,1-0,2$, далее постепенно восстанавливаясь до исходного уровня на субнаносекундных временах. Глубина и скорость спада коэффициента отражения зависели от плотности энергии накачки. Вместе с тем термодинамический анализ процесса абляции отсутствовал.

Полный термодинамический анализ гидродинамического разлёта вещества в абляционном режиме фазового взрыва через сверхкритические состояния вещества был проведён в работах [40, 41] как раз в сопоставлении с откольным режимом абляции для более детального выяснения механизма последнего. Откольная абляция и фазовый взрыв визуализировались посредством динамического наблюдения интерференционных колец Ньютона в варианте оптической микроскопии времязрешённого отражения (схема оптического микроскопа в режиме на отражение с заменой стационарной подсветки пробным ультракоротким лазерным импульсом). Фазовый взрыв имел место при более высоких значениях плотности энергии в центре фокального пятна накачки на поверхности, где интерференционная картина колец Ньютона нарушалась в субнаносекундном масштабе на пикосекундных временах областью сильно рассеивающей паро-капельной смеси [31, 59] (см. рис. 5). Бесструктурный экспоненциальный спад коэффициента отражения с формированием паро-капельной смеси связывался с адиабатической разгрузкой закритического флюида, анализируемой с использованием диаграммы состояния вещества в координатах плотность – температура.

Для аналогичного режима фемтосекундной лазерной абляции поверхностей методами времязрешённой интерферометрии [30], теневой фотографии [46, 90, 135], времязрешённой оптической эмиссионной спектроскопии [59], зондовой диагностики [24] и масс-спектрометрии [35] была исследована динамика разлёта лазерного факела, а методом теневой фотографии — генерация ударных волн в воздухе, вызванных этим разлётом, с чёткой корреляцией движения фронта факела и фронта ударной волны с начальными скоростями до нескольких десятков километров в секунду [46, 90, 135]. Аналогично, в вакууме масс-спектральные исследования обнаружили вблизи порога фазового взрыва выход быстрых ионов с такими же скоростями, к которым при более высоких плотностях энергии ультракоротких лазерных импульсов добавляются медленные ионы из хвоста абляционного факела с резким увеличением скорости абляции за импульс [35]. Более современные методы исследования закритического флюида и плазмы с прицелом на инерционный лазерный термоядерный синтез включают в себя рентгеновские методы с фемтосекундным временным разрешением, демонстрирующие сверхбыстрое разупорядочение вещества (X-ray absorption near-edge

spectroscopy) [136], электронную динамику в твёрдом теле и плазмо-паро-капельную структуру лазерного факела в динамике (X-ray absorption fine-structure spectroscopy) [43, 137], а также сверхмощные ударные волны в веществе (X-ray scattering) [138], однако, в целом, эти методы пока ещё только развиваются.

4.2. Основные закономерности.

Влияние испарительных эффектов

Проведённые ранее экспериментальные и теоретические исследования показали [28, 29, 40, 59, 61, 62, 105, 107, 122, 123], что характерным временным масштабом протекания фазового взрыва в условиях фемтосекундной лазерной абляции является время акустической разгрузки критического (закритического) флюида (равное отношению толщины поверхностного слоя флюида к скорости звука в нём), которая начинается сразу после быстрой — в течение нескольких пикосекунд — электрон-фононной релаксации. Тогда в случае медленного переноса энергии из электронной подсистемы в решётку при малых константах электрон-фононной связи (например, для "хороших" металлов — золота и серебра — с высокой электропроводностью) можно было бы ожидать, что акустическая разгрузка сопровождается электрон-фононную релаксацию. Однако прямые сравнительные модельные исследования для железа [89] с быстрой электрон-фононной релаксацией (характерное время при уровне абляционной накачки — 1–2 пс) и скоростью ввода энергии, варьируемой длительностью ультракороткого лазерного импульса, показали, что по мере увеличения длительности импульса происходит быстрое монотонное снижение абляционного вклада фазового взрыва в формирование кратера. В частности, монотонно уменьшается угловой наклон зависимости глубины абляции по этому механизму (глубина откольной абляции при этом не изменяется) от плотности энергии ультракороткого лазерного импульса вплоть до полного подавления этого механизма при длительностях более 6 пс, сопоставимых с временами акустической разгрузки слоя флюида (до 15 нм), удаляемого фазовым взрывом при тех же значениях плотности энергии накачки при субпикосекундных длительностях лазерного импульса [89]. Такое подавление фазового взрыва при пикосекундных длительностях ультракороткого лазерного импульса связывалось с непрерывным испарительным охлаждением поверхности материала в ходе электрон-фононной релаксации, т.е. ещё до достижения околоскритической или критической температуры для инициирования фазового взрыва, а также конкурирующей с непрерывной гидродинамической разгрузкой возникающего флюида. Справедливость такого объяснения представляется довольно очевидной, поскольку именно пикосекундный диапазон длительностей лазерных импульсов является переходным между диапазонами субпикосекундных лазерных импульсов (характерные механизмы абляции — откол, фазовый взрыв) и наносекундных (субнаносекундных), а также более длинных импульсов (характерные механизмы абляции: поверхностное испарение, фазовый взрыв), так что именно в нём возможно начало проявления испарительных эффектов. Это непосредственно подтверждается результатами молекулярно-динамических расчётов [139], показывающими, что поверхностное испарение существенно влияет на характер взрывного (объёмного) вскипания металлов в усло-

виях лазерной абляции. Кроме того, хорошо известно, что гомогенное кипение вблизи критической точки сопровождается быстрым увеличением объёма и поэтому приобретает взрывной характер [120], т.е. испарительный и гидродинамический режимы удаления вещества в определённом смысле смыкаются. Это приводит к ряду новых физических явлений, представляющих интерес для лазерных нанотехнологий, например к взрывному гидродинамическому выплёскиванию из ванны расплава субмикронных размеров и замораживанию в результате быстрой латеральной наномасштабной теплопроводности струи жидкого металла высотой до 1 мкм и диаметром до 100 нм, инициированных двукратным действием ультракороткого лазерного импульса [140–142].

4.3. Генерация ударных волн и механическое воздействие на поверхность

Сверхкритический характер исходного термодинамического состояния вещества (энерговклады $\sim 10^5$ Дж см⁻³ и более) в ходе фазового взрыва при фемтосекундной лазерной абляции при высоких плотностях энергии накачки, $\approx 1-10$ Дж см⁻², вызывает его быстрый гидродинамический разлёт [30, 43, 46, 59, 90, 135–138]. При этом в результате быстрого энерговыделения и в зависимости от его величины, последующей электрон-фононной релаксации (энерговклады $\sim 10^5$ Дж см⁻³) или плазмообразования (энерговклады $\sim 10^6$ Дж см⁻³ и выше) в поглощающем поверхностном слое мишени помимо абляционного удаления вещества ожидается "настолярная" генерация сверхмощных (мегабарного уровня, $\sim 10^2-10^3$ ГПа) волн давления [45, 46, 55, 104, 124, 143–145], что заканчивается генерацией в мишени мощных ударных волн. При этом, поскольку регистрация волн давления на тыльной стороне мишени стандартными интерференционными оптическими методами (VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector), ORVIS (Optically Recording VISAR)), фемтосекундная интерференционная микроскопия [57, 101–103, 124, 146]) не отражает величину давления в абляционном источнике из-за сильной диссипации ударной волны уже на микрометровых масштабах [143, 146], а использование фольг или плёнок (на подложках) субмикронной толщины не всегда возможно (особенно в технологических приложениях (см., например, [145])), представляют интерес соответствующие исследования на лицевой стороне мишени с оценкой начального давления в источнике через параметры разлёта лазерного факела. Однако в режиме генерации докритической эрозионной плазмы (интенсивности ультракоротких импульсов менее 10^{14} Вт см⁻² [30]) непрозрачность и рассеивающий характер лазерного факела не позволяют проводить информативные фронтальные интерферометрические [30, 45, 56] или рефлектометрические измерения [31, 59, 122] скоростей его разлёта. В то же время в воздухе в процессе разлёта плотного лазерного факела возникают мощные ударные волны, которые в дальней акустической зоне трансформируются в звуковые волны и могут быть зарегистрированы с использованием широкополосных ультразвуковых пьезоэлектрических сенсоров [55, 143–145] для разных материалов — металлов и графита — в зависимости от плотности энергии ультракороткого лазерного импульса. Одним из достоинств этого метода применительно к исследованию ударных волн в воздухе

при разлёте факела закритического флюида является возможность фронтальных измерений средней скорости пробега волны давления в воздухе практически для любых геометрий эксперимента и профиля поверхности мишени, в отличие от других доступных методов динамической оптической диагностики с боковой визуализацией (пространственным разрешением) в ближней акустической зоне — теневой фотографией [46, 90, 135], оптико-эмиссионной фотографией или спектроскопией [59]. В результате фактически единственные систематические результаты по величинам абляционных давлений, скоростей и характерных времён расширения лазерного факела при фемтосекундной лазерной абляции, а также впервые — сопоставление абляционных давлений на лицевой стороне и давлений волны сжатия на тыльной стороне мишени — были получены именно этим ультразвуковым методом [55, 143–145].

В частности, в проведённых ультразвуковых исследованиях по переднему фронту регистрируемого в дальней зоне дифференцированного из-за дифракции биполярного импульса давления [147] (в источнике — монополярный импульс сжатия) измерялись микросекундные времена пробега, субмикросекундная полуширина и амплитуда импульса волны давления от плотности энергии и радиуса фокального пятна ультракороткого лазерного импульса, а также расстояния пробега от зоны абляции до ультразвукового датчика [55, 143–145]. При этом выше порога фазового взрыва на поверхности мишени под действием ультракороткого лазерного импульса отмечалось монотонное уменьшение времени пробега, но возрастание полуширины и амплитуды импульса. Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью программного алгоритма, учитывающего зависимости времени пробега и полуширины импульса волны давления от плотности энергии и радиуса фокального пятна лазерного излучения, а также расстояния пробега от зоны абляции до высокочувствительного ультразвукового датчика, исходя из двух стадий — сверхзвукового и звукового движения, где скорость звука берётся для нормальных условий. Первая стадия реализуется при расширении разгоняющей ударную волну в воздухе абляционного факела-пистона, имитируемого точечным взрывом области вещества с начальным радиусом, равным радиусу зоны абляции на поверхности мишени при данной плотности энергии лазерного импульса, варьируемым начальным давлением факела. Начальная и мгновенные скорости расширения факела и ударной волны определяются начальными и мгновенными значениями давления на фронте факела через классические соотношения для теории точечного взрыва [148]. Эта стадия длится до тех пор, пока давление не достигнет переходного значения (для воздуха около 6 атм). На второй стадии движение волны давления происходит в звуковом режиме. Расчётное суммарное время пробега на обеих стадиях как функция начального давления для размера области абляции, фиксированного при данной плотности энергии излучения, сопоставляется с экспериментальным значением времени пробега, и из наилучшего соответствия определяется величина начального давления.

В результате данная методика позволяет установить для различных материалов начальные давления и скорости расширения абляционного факела в воздухе в зависимости от указанных выше параметров и связать их с

параметрами выходных волн давления на тыльной стороне мишени — для исследования распространения и взаимодействия сверхмощных ($\sim 10^2 - 10^3$ ГПа) ударных волн с материалами [149, 150] или с улучшенными прочностными (твёрдость, трещиностойкость) и коррозионными характеристиками поверхностного слоя материалов, упрочнённого лазерно-индуцированным ударно-волновым воздействием [151–153], а также далее использовать эту методику для бесконтактной количественной диагностики этих явлений в конденсированной фазе или контроля режимов её обработки ультракороткими лазерными импульсами. Также ввиду существующих в сообществе, связанном с областью лазерного ударно-волнового упрочнения, отдельных ошибочных представлений о пикосекундных временах ударно-волнового нагружения поверхностного слоя материалов при их абляции ультракороткими лазерными импульсами, недостаточных для данного типа лазерной обработки [154], в работах [144, 145] с использованием указанной ультразвуковой диагностики впервые было экспериментально и путём численных расчётов показано, что в действительности нагружение поверхности после воздействия ультракороткого лазерного импульса продолжается на субмикросекундном временном масштабе разлёта абляционного факела. Эти результаты количественно подтверждаются данными пространственно- и времязрешённой оптико-эмиссионной спектроскопии одиночных импульсных абляционных факелов, позволяющих измерить их скорости и характерные времена разлёта в зависимости от величины плотности энергии ультракороткого лазерного импульса накачки [59].

Вместе с тем в работе [144] для мощных ударных волн (давления $\sim 10^2 - 10^3$ ГПа) посредством акустических измерений на лицевой и тыльной сторонах аблируемой мишени был экспериментально подтверждён эффект их сверхупругого распространения, ранее обнаруженный экспериментально для менее мощных (давления $\sim 10 - 10^2$ ГПа) ударных волн и теоретически предсказанный в [150]. При этом для более слабых ударных волн (давления $\sim 1 - 10$ ГПа) сверхупругое распространение сменялось более диссипативным — с генерацией остаточных напряжений ГПа-уровня [144, 145], связанным в работах [146, 155] с предполагаемыми ударно-волновыми структурными превращениями в железе и ванадии. В отличие от фронтальной абляции, в последних работах возбуждение ударных волн в металлической плёнке происходило при фокусировке ультракоротких лазерных импульсов через стеклянную подложку плёнки, что позволило впервые исследовать прочность различных материалов по отношению к растягивающим напряжениям при чрезвычайно высоких скоростях деформации ($\sim 10^9$ с $^{-1}$) в твёрдой фазе [146, 149, 155], а не в расплаве [124].

Интересно, что измерения для абляционного режима фазового взрыва ультразвуковым и оптико-эмиссионным, а также интерференционным методами значения абляционного давления $\sim 10 - 10^3$ ГПа [30, 45, 46, 55, 59, 84, 124, 135, 143, 144, 156, 157] оказались значительно превосходящими величины ~ 10 ГПа, рассчитанные в последние годы с помощью гибридного метода двухтемпературная модель + молекулярная динамика [61, 62]. Хотя в последние годы в такие модели для описания абляции под воздействием ультракоротких импульсов (УКИ) вводят так называемое электронное давление [83–87], в большей степени расхождение эксперимента и

теории, по-видимому, связано с механизмом сверхбыстрой лазерно-плазменной абляции [51–53, 80, 81], рассмотренной в разделе 1. Как сам субпикосекундный выход плазмы [28], так и её подогрев УКИ накачки [24] способны повысить давление отдачи до значения, существенно превышающего критическое давление вещества. Это предположение подтверждается хорошим соответствием амплитуд достигаемых давлений $\sim 10 - 10^3$ ГПа и давлений $P_{cr} \sim 1$ ТПа в изотермической критической плазме с атомной массой M и средним зарядом иона $\langle Z \rangle$ при сопоставимых условиях воздействия УКИ ($I_{las} \sim \sim 1 \times 10^2$ ТВт см $^{-2}$), например, рассчитываемых согласно соотношению [45]

$$P_{cr} = 2\rho_{cr} C_{plas}^2 = 12 \left(\frac{I}{10^2 \text{ ТВт см}^{-2}} \right)^{2/3} \left(\frac{1 \text{ мкм}}{\lambda_{las}} \right)^{2/3} \times \left(\frac{M}{2\langle Z \rangle} \right)^{1/3} [\text{Мбар}], \quad I = 4\rho_{cr} C_{plas}^3, \quad (5)$$

где длина волны УКИ $\lambda_{las} \sim 1$ мкм, а скорость разлёта на границе критической плазмы $C_{plas} \sim 1 \times 10^2$ км с $^{-1}$ определена вторым (балансовым) уравнением в (5). Фактически сверхбыстрый выход плазмы и её одновременный нагрев УКИ уже в газовой фазе реализуют ожидаемый, но пока не наблюдавшийся экспериментально постепенный переход от сильнонагретого твердотельного электронного газа к низкотемпературной эрозивной плазме с монотонным возрастанием давления с увеличением плотности энергии УКИ согласно соответствующему возрастанию объёмной плотности вложенной энергии [136, 137].

5. Заключение

Из анализа рассмотренных работ следует, что в ходе фемтосекундной лазерной абляции *предопределённая динамика* длинной, мультимасштабной цепи различных электронных и решёточных процессов, на которую запускающее её лазерное излучение ультракороткого лазерного импульса уже напрямую не влияет, даёт принципиальную возможность для выяснения фундаментальных абляционных механизмов. Данный обзор свидетельствует, что такие исследования представляется возможным выполнить поэтапно — начиная от поглощения энергии ультракороткого лазерного импульса до абляционного удаления материала и завершая термической релаксацией. В обзоре очерчиваются основные существующие механизмы фемтосекундной лазерной абляции и даётся их феноменологическая картина, предполагающая дальнейшее теоретическое моделирование для построения целостной картины и универсального детального описания этого сложного, но чрезвычайно интересного и важного физического явления. Вместе с тем рассмотренные выше разнообразные механизмы фемтосекундной лазерной абляции дают начало множеству её разноплановых применений в обработке поверхности материалов и нанотехнологиях, что, несомненно, заслуживает отдельного широкого обзора.

Благодарности. Работа А.А.И. поддержана Российским научным фондом (проект № 15-19-00208). Работа С.И.К. выполнена при государственной финансовой поддержке

ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) в рамках программы ITMO Visiting Professorship.

Список литературы

1. Прохоров А М, Анисимов С И, Пашинин П П *УФН* **119** 401 (1976); Prokhorov A M, Anisimov S I, Pashinin P P *Sov. Phys. Usp.* **19** 547 (1976)
2. Афанасьев Ю В, Исаков В А, Крохин О Н *ЖЭТФ* **81** 1714 (1981); Afanas'ev Yu V, Isakov V A, Krokhin O N *Sov. Phys. JETP* **54** 910 (1981)
3. Агранат М Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **30** 182 (1979); Agranat M B et al. *JETP Lett.* **30** 167 (1979)
4. Liu J M et al. *Appl. Phys. Lett.* **39** 755 (1981)
5. Yen R et al. *Appl. Phys. A* **27** 153 (1982)
6. Крюков П Г *Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики* (М.: Физматлит, 2008); Крюков П Г *УФН* **183** 897 (2013); Kryukov P G *Phys. Usp.* **56** 849 (2013); Крюков П Г *УФН* **185** 817 (2015); Kryukov P G *Phys. Usp.* **58** 762 (2015)
7. Анисимов С И, Капелиович Б Л, Перельман Т Л *ЖЭТФ* **66** 776 (1974); Anisimov S I, Kapeliovich B L, Perel'man T L *Sov. Phys. JETP* **39** 375 (1974)
8. Allen P V *Phys. Rev. Lett.* **59** 1460 (1987)
9. Ахманов С А и др. *УФН* **147** 675 (1985); Akhmanov S A et al. *Sov. Phys. Usp.* **28** 1084 (1985)
10. Bäuerle D *Laser Processing and Chemistry* (Berlin: Springer, 2000)
11. Коротеев Н И, Шумай И Л *Физика мощного лазерного излучения* (М.: Наука, 1991)
12. Вейко В П и др. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом: силовая оптика* (М.: Физматлит, 2008)
13. Анисимов С И, Лукьянчук Б С *УФН* **172** 301 (2002); Anisimov S I, Luk'yanchuk B S *Phys. Usp.* **45** 293 (2002)
14. Wellershoff S S et al. *Appl. Phys. A* **69** S99 (1999)
15. Агранат М Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 671 (2015); Agranat M B et al. *JETP Lett.* **101** 598 (2015)
16. Glezer E N et al. *Phys. Rev. B* **51** 6959 (1995)
17. Kudryashov S I et al. *Phys. Rev. B* **75** 085207 (2007)
18. Apostolova T et al. *Opt. Eng.* **51** 121808 (2012)
19. Reitze D H et al. *Phys. Rev. B* **40** 11986(R) (1989)
20. Голосов Е В и др. *ЖЭТФ* **140** 21 (2011); Golosov E V et al. *JETP* **113** 14 (2011)
21. Wang X Y et al. *Phys. Rev. B* **50** 8016 (1994)
22. Fujimoto J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1837 (1984)
23. Ang L K, Pant M *Phys. Plasmas* **20** 056705 (2013)
24. Amoroso S et al. *Appl. Surf. Sci.* **186** 358 (2002)
25. Анисимов С И, Бендерский В А, Фаркаш Д *УФН* **122** 185 (1977); Anisimov S I, Benderskii V A, Farkas G *Phys. Usp.* **20** 467 (1977)
26. Shank C V, Yen R, Hirlimann C *Phys. Rev. Lett.* **50** 454 (1983)
27. Downer M C, Fork R L, Shank C V *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 595 (1985)
28. Reitze D H, Ahn H, Downer M C *Phys. Rev. B* **45** 2677 (1992)
29. Wang X Y, Downer M C *Opt. Lett.* **17** 1450 (1992)
30. Evans R et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3359 (1996)
31. Von der Linde D, Sokolowski-Tinten K *Appl. Surf. Sci.* **154–155** 1 (2000)
32. Von der Linde D, Sokolowski-Tinten K, Bialkowski J *Appl. Surf. Sci.* **109–110** 1 (1997)
33. Cavalleri A et al. *J. Appl. Phys.* **85** 3301 (1999)
34. Schmidt V, Husinsky W, Betz G *Phys. Rev. Lett.* **85** 3516 (2000)
35. Ye M, Grigoropoulos C P *J. Appl. Phys.* **89** 5183 (2001)
36. Hulin D et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 1998 (1984)
37. Preuss S, Demchuk A, Stuke M *Appl. Phys. A* **61** 33 (1995)
38. Chichkov B N et al. *Appl. Phys. A* **63** 109 (1996)
39. Sokolowski-Tinten K et al. *Proc. SPIE* **3343** 46 (1998)
40. Sokolowski-Tinten K et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 224 (1998)
41. Анисимов С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 731 (2003); Anisimov S I et al. *JETP Lett.* **77** 606 (2003)
42. Perez D, Lewis L J *Phys. Rev. Lett.* **89** 255504 (2002)
43. Oguri K et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 165003 (2007)
44. Norman G E et al. *Contrib. Plasma Phys.* **53** 129 (2013)
45. Batani D et al. *Phys. Rev. E* **68** 067403 (2003)
46. Zeng X et al. *Appl. Phys. A* **80** 237 (2005)
47. Vailionis A et al. *Nature Commun.* **2** 445 (2011)
48. Korte F et al. *Appl. Phys. A* **77** 229 (2003)
49. Joglekar A P et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **101** 5856 (2004)
50. Shinoda M, Gattass R R, Mazur E *J. Appl. Phys.* **105** 053102 (2009)
51. Ionin A A et al. *Appl. Phys. A* **117** 1757 (2014)
52. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 336 (2015); Ionin A A et al. *JETP Lett.* **101** 308 (2015)
53. Ionin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **12** 075301 (2015)
54. Danilov P A et al. *ЖЭТФ* **147** 1098 (2015); *JETP* **120** 946 (2015)
55. Жаховский В В, Иногамов Н А, Nishihara K *Письма в ЖЭТФ* **87** 491 (2008); Zhakhovskii VV, Inogamov N A, Nishihara K *JETP Lett.* **87** 423 (2008)
56. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 289 (2011); Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 266 (2011)
57. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 192 (2012); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **95** 176 (2012)
58. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **96** 413 (2012); Ionin A A et al. *JETP Lett.* **96** 375 (2012)
59. Ионин А А и др. *ЖЭТФ* **143** 403 (2013); Ionin A A et al. *JETP* **116** 347 (2013)
60. Ionin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **13** 025603 (2015)
61. Wu C, Zhigilei L V *Appl. Phys. A* **114** 11 (2014)
62. Ivanov D S et al. *Appl. Phys. A* **117** 2133 (2014)
63. Исаков В А, Канавин А П, Урюпин С А *Квантовая электроника* **36** 928 (2006); Isakov V A, Kanavin A P, Uryupin S A *Quantum Electron.* **36** 928 (2006)
64. Lin Z, Zhigilei L V, Celli V *Phys. Rev. B* **77** 075133 (2008)
65. Петров Ю В, Иногамов Н А, Мигдал К П *Письма в ЖЭТФ* **97** 24 (2013); Petrov Yu V, Inogamov N A, Migdal K P *JETP Lett.* **97** 20 (2013)
66. Tom H W K, Aumiller G D, Brito-Cruz C H *Phys. Rev. Lett.* **60** 1438 (1988)
67. Saeta P et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1023 (1991)
68. Sokolowski-Tinten K et al. *Appl. Phys. A* **53** 227 (1991)
69. Sokolowski-Tinten K et al. *Nature* **422** 287 (2003)
70. Bulgakova N M et al. *Phys. Rev. B* **69** 054102 (2004)
71. Rethfeld B et al. *Appl. Phys. A* **101** 19 (2010)
72. Shchepanov N S, Itina T E *Appl. Phys. A* **110** 579 (2013)
73. Lenner M et al. *Phys. Rev. B* **79** 184105 (2009)
74. Dachraoui H, Husinsky W *Phys. Rev. Lett.* **97** 107601 (2006)
75. Huang M et al. *Phys. Rev. B* **79** 125436 (2009)
76. Hebeisen C T et al. *Phys. Rev. B* **78** 081403(R) (2008)
77. Zhao X, Shin Y C *J. Phys. D* **46** 335501 (2013)
78. Roeterdink W G et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 4190 (2003)
79. Stoian R et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 694 (2004)
80. Ионин А А и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **80** 495 (2016); Ionin A A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **80** 450 (2016)
81. Hada M et al. *Nature Commun.* **5** 3863 (2014)
82. Кудряшов С И, Емельянов В И *Письма в ЖЭТФ* **73** 751 (2001); Kudryashov S I, Emel'yanov V I *JETP Lett.* **73** 666 (2001)
83. Gamaly E et al. *Phys. Plasmas* **9** 949 (2002)
84. Itina T E et al. *Thin Solid Films* **453–454** 513 (2004)
85. Inogamov N A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **53** 796 (2013)
86. Stegailov V, Zhilyaev P *Contrib. Plasma Phys.* **55** 164 (2015)
87. Starikov S V, Pisarev V V *J. Appl. Phys.* **117** 135901 (2015)
88. Ashcroft N W, Mermin N D *Solid State Physics* (New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976); Пер. на русск. яз.: Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979)
89. Артюков И А и др. *Письма в ЖЭТФ* **99** 54 (2014); Artyukov I A et al. *JETP Lett.* **99** 51 (2014)
90. Choi T Y, Grigoropoulos C P *J. Appl. Phys.* **92** 4918 (2002)
91. Bogatyrev I B et al. *J. Appl. Phys.* **110** 103106 (2011)
92. Girardeau-Montaut J P, Girardeau-Montaut C *Phys. Rev. B* **51** 13560 (1995)
93. Заярный Д А и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 846 (2016); Sayarny D A et al. *JETP Lett.* **103** 752 (2016)
94. Zayarny D A et al. *Laser Phys. Lett.* **13** 076101 (2016)
95. Bashir S, Rafique M S, Husinsky W *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **275** 1 (2012)
96. Ionin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **10** 056004 (2013)
97. Nathala C S R et al. *Opt. Exp.* **23** 5915 (2015)
98. Kudryashov S I et al. *Opt. Lett.* **40** 4967 (2015)

99. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 382 (2015); Ionin A A et al. *JETP Lett.* **101** 350 (2015)
100. Анисимов С И, Прохоров А М, Фортвов В Е *УФН* **142** 395 (1984); Anisimov S I, Prokhorov A M, Fortov V E *Sov. Phys. Usp.* **27** 181 (1984)
101. Канель Г И и др. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
102. Красюк И К и др. *Квантовая электроника*. **33** 593 (2003); Krasuyuk I K et al. *Quantum Electron.* **33** 593 (2003)
103. Канель Г И, Фортвов В Е, Разоренов С В *УФН* **177** 809 (2007); Kanel G I, Fortov V E, Razorenov S V *Phys. Usp.* **50** 771 (2007)
104. Ионин А А и др. *ЖЭТФ* **148** 846 (2015); Ionin A A et al. *JETP* **148** 846 (2015)
105. Leveugle E, Ivanov D S, Zhigilei L V *Appl. Phys. A* **79** 1643 (2004)
106. Zhigilei L V, Lin Z, Ivanov D S *J. Phys. Chem. C* **113** 11892 (2009)
107. Demaske B J et al. *Phys. Rev. B* **82** 064113 (2010)
108. Lorazo P, Lewis L J, Meunier M *Phys. Rev. B* **73** 134108 (2006)
109. Sonntag S et al. *Appl. Phys. A* **104** 559 (2011)
110. Paltauf G, Schmidt-Kloiber H *Appl. Phys. A* **62** 303 (1996)
111. Kim D, Ye M, Grigoropoulos C P *Appl. Phys. A* **67** 169 (1998)
112. Kudryashov S I et al. *J. Appl. Phys.* **100** 056103 (2006)
113. Kudryashov S I, Allen S D *Appl. Phys. A* **79** 1737 (2004)
114. Lang F et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 2759 (2004)
115. Kudryashov S I, Allen S D *J. Appl. Phys.* **95** 5820 (2004)
116. Kudryashov S I, Allen S D *J. Appl. Phys.* **93** 4306 (2003)
117. Kudryashov S I, Allen S D *J. Appl. Phys.* **100** 104908 (2006)
118. Kudryashov S I, Lyon K, Allen S D *Phys. Rev. E* **73** 055301(R) (2006)
119. Kudryashov S I, Lyon K, Allen S D *Phys. Rev. E* **75** 036313 (2007)
120. Скрипов В П и др. *Термофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии* (М.: Атомиздат, 1980); Пер. на англ. яз.: Skripov V P et al. *Thermophysical Properties of Liquids in the Metastable (Superheated) State* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1988)
121. Ionin A A et al. *Appl. Phys. B* **111** 419 (2013)
122. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 816 (2011); Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 753 (2011)
123. Kudryashov S I, Ionin A A *Int. J. Heat Mass Transfer* **99** 383 (2016)
124. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 611 (2016); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **103** 544 (2016)
125. Обоина J V et al. *Appl. Surf. Sci.* **303** 118 (2014)
126. Kuchmizhak A et al. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8** 24946 (2016)
127. Korte F et al. *Appl. Phys. A* **77** 229 (2003)
128. Koch J et al. *Appl. Phys. A* **81** 325 (2005)
129. Nakata Y, Miyanaga N, Okada T *Appl. Surf. Sci.* **253** 6555 (2007)
130. Reininghaus M et al. *Opt. Exp.* **31** 32176 (2013)
131. Данилов П А и др. *Квантовая электроника*. **44** 540 (2014); Danilov P A et al. *Quantum Electron.* **44** 540 (2014)
132. Danilov P A et al. *Appl. Phys. A* **117** 981 (2014)
133. Kuchmizhak A et al. *Sci. Rep.* **6** 19410 (2016)
134. Kuchmizhak A et al. *Nanoscale* **8** 12352 (2016)
135. Zhang N et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 167602 (2007)
136. Leguay P M et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 245004 (2013)
137. Cho B I et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 167601 (2011)
138. Fletcher L B et al. *Nature Photon.* **9** 274 (2015)
139. Мажукин В И и др. *Квантовая электроника* **44** 283 (2014); Mazhukin V I et al. *Quantum Electron.* **44** 283 (2014)
140. Губко М А и др. *Письма в ЖЭТФ* **97** 687 (2013); Gubko M A et al. *JETP Lett.* **97** 599 (2013)
141. Gubko M A et al. *Laser Phys. Lett.* **11** 065301 (2014)
142. Ионин А А и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **80** 1080 (2016); Ionin A A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **80** 991 (2016)
143. Kudryashov S I et al. *AIP Conf. Proc.* **1464** 244 (2012)
144. Агеев Э И и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 785 (2015); Ageev E I et al. *JETP Lett.* **102** 693 (2015)
145. Ageev E I et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 084106 (2016)
146. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 294 (2015); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **101** 276 (2015)
147. Gusev V E, Karabutov A A *Laser Optoacoustics* (New York: AIP, 1993)
148. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, NY: Dover Publ., 2002)
149. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 568 (2010); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **92** 516 (2010)
150. Иногамов Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 245 (2011); Inogamov N A et al. *JETP Lett.* **93** 226 (2011)
151. Lee D, Kannatey-Asibu E (Jr.) *J. Laser Appl.* **23** 022004 (2011)
152. Ye Y, Feng Y, Lian Z, Hua Y *Appl. Surf. Sci.* **309** 240 (2014)
153. Ye Y, Feng Y, Lian Z, Hua Y *Opt. Laser Eng.* **67** 74 (2015)
154. Wu B, Tao S, Lei S *Appl. Surf. Sci.* **256** 4376 (2010)
155. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 439 (2013); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **98** 384 (2013)
156. Sano T et al. *Appl. Surf. Sci.* **247** 571 (2005)
157. Yang J et al. *Phys. Rev. B* **76** 165430 (2007)

Material surface ablation produced by ultrashort laser pulses

A.A. Ionin⁽¹⁾, S.I. Kudryashov^(1,2,3), A.A. Samokhin⁽⁴⁾

⁽¹⁾Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation;

⁽²⁾National Research Nuclear University "MEPhI", Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation;

⁽³⁾St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation;

⁽⁴⁾Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ⁽¹⁾aion@sci.lebedev.ru, ^(1,2,3)sikudr@sci.lebedev.ru, ⁽⁴⁾asam@ran.gpi.ru

Different basic mechanisms of material surface ablation produced by ultrashort laser pulses are considered in succession with increasing the supplied laser energy density: the low-threshold ultrafast plasma expansion at the electron dynamics stage, spallative melt ablation, and explosive hydrodynamic supercritical fluid expansion, including the related sequence of basic relaxation processes.

Keywords: ultrashort (femtosecond) laser pulses, surface ablation, ultrafast laser plasma ablation, spallative ablation, shock waves, unloading waves, homogeneous boiling, phase explosion, hydrodynamic supercritical fluid expansion

PACS numbers: 79.20.Ds, 79.20.Eb

Bibliography — 157 references

Received 3 April 2016, revised 27 September 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (2) 159–172 (2017)

Physics–Uspekhi **60** (2) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037974>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.09.037974>