Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 10, с. 816 – 822

Динамика откольной абляции поверхности GaAs под действием фемтосекундных лазерных импульсов

А. А. Ионин, С. И. Кудряшов[1]*, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын*

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 сентября 2011 г.

Откол слоя расплава нанометровой толщины на поверхности GaAs при ее абляции фемтосекундными лазерными импульсами происходит с субнаносекундными задержками и скоростями отлета, зависящими от плотности энергии лазерного излучения, после его полного теплового (гидродинамического) расширения/акустической релаксации. Положение поверхности откола в расплаве определяется глубиной формирования двумерного подповерхностного слоя нанопузырей (нанопены), тогда как сильнее прогретый поверхностный слой расплава выше нанопены частично удаляется в виде парокапельной смеси. На стадии теплового расширения в слое расплава наблюдаются акустические реверберации, которые характеризуют как динамику роста его толщины, так и смещение области кавитации (нанопены) внутри расплава, а кроме того, могут дополнительно стимулировать откол, способствуя кавитации в полностью разгруженном расплаве при прохождении слабой волны разрежения.

1. Механизмы лазерной абляции материалов с использованием ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов (УКИ) имеют по отношению к механизмам абляции под действием (суб)наносекундных и более длинных лазерных импульсов свою специфику. Она выражается, в частности, в генерации мощных волн сжатия и разрежения [1, 2], способствующих термомеханическому отколу их поверхностного слоя расплава нанометровой толщины при превышении его предела прочности [3–7]. Отлет отражающей частично прозрачной пленки расплава от отражающей поверхности мишени фиксируется путем наблюдения смещения его внешней поверхности с формированием динамических колец Ньютона в отражении [6, 8] или ее непосредственной интерферометрии с временным разрешением [6, 9], что позволяет определить скорости отлета этой пленки, как правило зависящие от плотности энергии лазерного излучения [6, 8–9]. Ранее предполагалось [3, 4], что отрыв пленки расплава происходит в определенной плоскости внутри слоя расплава в определенный момент ($\sim 10-10^2$ пс) прохождения мощной волны разрежения, возникающей при разгрузке этого инерционно сжатого слоя и оказывающей определяющее влияние на формирование поверхности откола. Однако фактического сопоставления предсказанных теорией положений плоскости откола и экспериментально измеренных значений глубины кратера до сих пор не проводилось, равно как и детального экспериментального исследования динамики разгрузки расплава и начала откола его пленки. В то же время в ряде недавних теоретических исследований [5, 6, 9] была предсказана более сложная пространственно-временная динамика кавитации перегретого расплава в формировании поверхности откола внутри него, что предполагает существенную акустическую разгрузку расплава и определенный довольно длительный ($\sim 10^2-10^3$ пс [10]) индукционный период формирования паровых нанополостей и их перколяционной коалесценции (оствальдовское созревание). Кроме того, теорией отмечалось, что при воздействии на мишень УКИ с плотностью энергии выше порога откола $F_{\rm spall}$ кавитация зачастую развивается не только в бегущей волне разрежения с отрицательным давлением, но и в ее отсутствие, при положительных давлениях. Это приводит сначала к абляции более горячего поверхностного слоя расплава путем его фрагментации (околоспинодального выброса парокапельной смеси [4–6]) и лишь затем к отколу более глубокого, но тонкого слоя расплава [9]. В результате физическая картина откольной абляции расплава с учетом наложения на нее фрагментационной абляции представляется довольно сложной и до сих пор не вполне понятной. Поэтому экспериментальные исследования закономерностей динамики откола пленки расплава имеют важное фундаментальное значение для выяснения основных закономерностей как откольной, так и фрагментационной абляции, их соотношения в реальных условиях абляционного воздействия УКИ, определения соответствующих характерных параметров абляционного нанооткола и сопоставления с предсказаниями теории.

[1] e-mail: sikudr@lebedev.ru

В настоящей работе сообщается о наблюдении с помощью метода оптической микроскопии с временным разрешением неожиданно большой (до 800 пс) задержки практически полного откола слоя расплава GaAs, который происходит после завершения теплового расширения, акустической разгрузки и кавитационного формирования подповерхностного двумерного слоя нанопузырей (нанопены). Задержка откола и толщина отколотой пленки уменьшаются, а кинематическая скорость последующего отлета пленки расплава, соответственно, увеличивается с ростом плотности энергии УКИ. В ходе термического расширения расплава в нем наблюдаются акустические реверберации, с одной стороны, позволяющие отслеживать динамику роста толщины расплава и положение кавитирующего слоя внутри него, а с другой стороны, дополнительно стимулирующие кавитацию при прохождении в расплаве циркулирующей волны давления в ее фазе разрежения. Полная разгрузка слоя расплава перед отколом, присутствие в нем циркулирующей акустической волны и значительная задержка откола относительно полной разгрузки указывают на сложную динамику кавитации при формировании поверхности откола в расплаве.

2. В наших экспериментах использовалась установка, включающая в себя титан-сапфировый лазер (Авеста Проект), генерирующий с частотой 10 Гц УКИ первой гармоники (ПГ, центральная длина волны 744 нм, ширина полосы генерации на полувысоте около 12 нм) длительностью $\tau_1 \approx 110$ фс (на полувысоте) с линейной поляризацией и энергией до 8 мДж, а также, в генераторе гармоник ATsG-0.75 (Авеста Проект), УКИ второй гармоники (ВГ, центральная длина волны 372 нм, ширина полосы генерации на полувысоте около 3 нм) длительностью $\tau_2 \approx 90$ фс (на полувысоте) с той же поляризацией и энергией до 2 мДж [11]. Поперечное пространственное распределение лазерного поля УКИ соответствовало TEM_{00}-моде. При этом УКИ ПГ с p-поляризацией фокусировались стеклянной линзой (фокусное расстояние $f = 500$ мм) под углом 45° в пятно с диаметрами эллипса $\varnothing_{1/\mathrm{e},x} \approx 0.17$ мм и $\varnothing_{1/\mathrm{e},y} \approx 0.12$ мм на атомно-гладкой поверхности коммерческой пластины GaAs толщиной около 0.5 мм. Последняя располагалась на трехмерной моторизованной подвижке с компьютерным управлением непосредственно перед кварц-флюоритовым микрообъективом (NA = 0.17) линии зондирования (рис .1) практически в его фокусе. В данной схеме оптической микроскопии с временным разрешением [12] абляция осуществлялась мощными жестко сфокусированными УКИ ПГ, а зондирование – слегка расфокусированными УКИ ВГ ($\varnothing_{1/\mathrm{e},2\omega} \approx 0.3$ мм $> \varnothing_{1/\mathrm{e},xy}$), прошедшими оптическую линию задержки с $\Delta t = (0-3)$ нс.

Чтобы избежать деградации распределения плотности энергии на поверхности мишени, связанной с самофокусировкой УКИ в воздухе и сопутствующим ей эффектом рассеяния на плазме [13], абляция мишени GaAs производилась при малой энергии УКИ (100 мкДж, пиковая плотность энергии $F_0 \approx 0.6$ Дж/см^2), установленной с помощью отражательного поляризационного ослабителя (Авеста Проект) и контролируемой с помощью калиброванного фотодиода DET-210 (Thorlab), засвечиваемого слабым лазерным бликом через поворотное диэлектрическое зеркало. Одноимпульсный характер воздействия УКИ ПГ обеспечивался путем использования электромеханического затвора, а также путем линейного перемещения поверхности мишени от импульса к импульсу на расстояние 0.5 мм, превышающее $\varnothing_{1/\mathrm{e},xy}$. Возникающие кратеры (вставка (b) на рис. 1) исследовались с помощью оптического профилометра NewView 700s (Zygo) для определения зависимости их глубины X от локальной плотности энергии F УКИ ПГ на поверхности GaAs.

3. Оптические микроснимки поверхности GaAs для различных задержек УКИ ВГ (вставка (a) на рис. 1) и построенные по их данным временные профили отражения УКИ ВГ $R_{2\omega}(\Delta t)$ для различных значений $F > 0.24$ Дж/см^2 показывают общую картину плавления, откольной и фрагментационной абляции материала (рис. 2). В общих чертах при превышении порога $F_{fm} \approx 0.24$ Дж/см^2 для задержек $\Delta t > 0.6$ пс имеет место быстрый рост величины $R_{2\omega}$ от начального уровня $R_{2\omega,0} \approx 0.45$ с достижением плато отражения $R_{2\omega,\max} \approx 0.61$ (рис. 2), который можно соотнести со сверхбыстрым плавлением материала с образованием металлической фазы расплава [14] (кривая для $F = 0.52$ Дж/см^2). Плавление материала подтверждается соответствием величины $R_{2\omega,\max}$ величине отражения $R_{2\omega,\mathrm{melt}} \approx 0.61-0.62$ на данной длине волны для равновесного термического расплава GaAs (кривые для $F = 0.18$ и 0.24 Дж/см^2), который формируется при $F \geq F_{sm} \approx 0.10$ Дж/см^2 на временах $\Delta t > 3$ пс (рис. 2) (см. аналогичную величину F_{sm} для ИК УКИ и идентификацию равновесного плавления GaAs с помощью метода рентгеновской дифракции в работе [15]). После плато $R_{2\omega,\max}$ на рис. 2 (кривая для $F = 0.52$ Дж/см^2) отмечается плавный спад отражения на временах от 3 до 20–500 пс (в зависимости от F), который, в соответствии с теорией Мотта для перехода металл–диэлектрик, можно связать с тепловым расширением расплава, кавитацией и гидродинамическим разлетом его перегретого

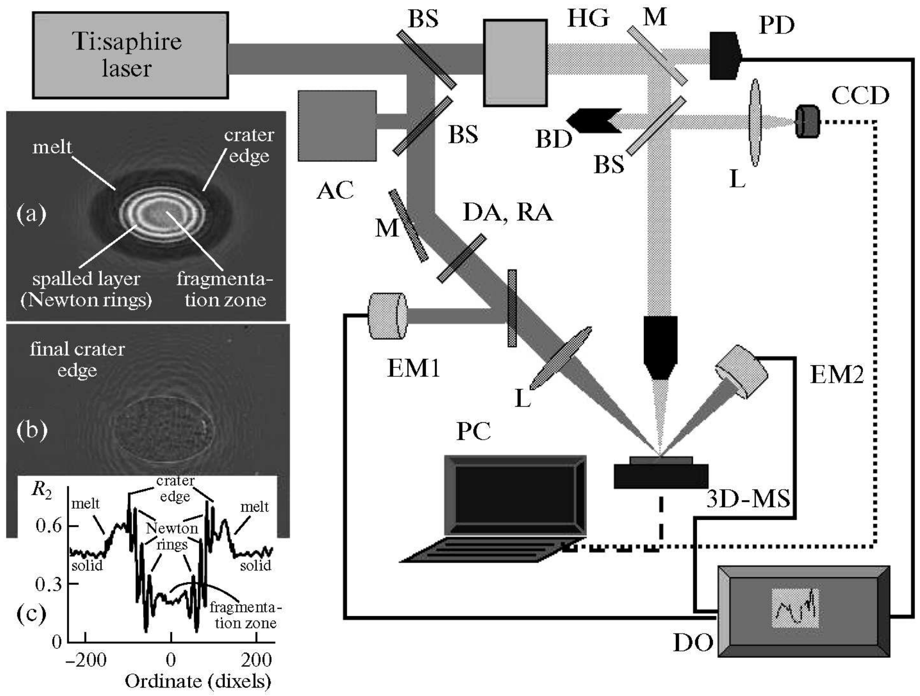

Рис. 1. Схема экспериментальной установки для оптической микроскопии с временным разрешением: BS – делители пучка, AC – автокоррелятор, DA, RA – трансмиссионный бинарный и отражательный непрерывный (поляризационный) ослабители пучка, EM – измеритель энергии, HG – генератор оптических гармоник, BD – поглотитель, M – зеркало, L – линзы, PD – фотодиод, CCD – ПЗС-камера, 3D-MS – трехмерная моторизованная подвижка, DO – цифровой осциллограф, PC – компьютер для сбора данных и управления экспериментом. (a), (b) – Промежуточный ($\Delta t \approx 0.8$ нс) и окончательный микроснимки поверхности GaAs сверху после воздействия одного УКИ с пиковой плотностью энергии $F_0 \approx 0.6$ Дж/см^2 (размеры 300×200 мкм^2). (c) – Профиль вертикального сечения микроснимка области возбуждения на рис. (a)

поверхностного слоя в виде наногетерогенной парокапельной смеси [16]. После достижения минимума величина $R_{2\omega}$ практически не изменяется вплоть до задержек $\Delta t = (120-800)$ пс, зависящих от F. Затем она начинает снова расти, сопровождаемая осцилляциями большой амплитуды (рис. 2, кривая для $F = 0.52$ Дж/см^2), период которых также зависит от F. Указанные субнаносекундные осцилляции отражения происходят в области значений F выше порога абляции ($F_{\text{spall}} \approx 0.32$ Дж/см^2, вставка (c) на рис. 1), где формируется кратер, а в динамике наблюдаются интерференционные кольца Ньютона (вставки (a) и (c) на рис. 1) вследствие отражения пробного УКИ ВГ от внешней поверхности существенно отражающей, но частично прозрачной и довольно тонкой (см. глубины кратера $X \approx (30-50)$ нм на рис. 5) отлетающей пленки расплава и хорошо отражающей нагретой (или даже расплавленной) поверхности мишени под ней [3, 14, 16].

При более детальном рассмотрении во всем диапазоне $F = (0.18-0.56)$ Дж/см^2 на субнаносекундных временах впервые наблюдаются дополнительные отчетливые слабозатухающие осцилляции $R_{2\omega}$ с переменным периодом T_{rev} в интервале 10–300 пс (рис. 2, 3), вызванные, как следует из временного масштаба и слабодиссипативного характера осцилляций, реверберациями акустических волн в поверхностном слое материала, где произошли выделение энергии лазерного излучения и ее транспорт в объем образца, благодаря эффекту пьезоотражения (частный случай пьезооптического эффекта) [17]. Ранее мощные волны давления наблюдались в полупроводниках в режимах мощного электронного фотовозбуждения/нагревания и сверхбыстрого плавления под действием УКИ [18] в результате явлений электрон-фононного взаимодействия электрон-дырочной плазмы с кристаллической решеткой через акустический потенциал деформации [17, 19], плавления как фазового превращения I рода с изменением объема, а также значительного нагревания и расширения расплава [19], или даже комбинации этих эффектов. Однако периодичность акустических реверберация в слое расплава никогда ранее не отслеживалась. В диапазоне значений F выше порога относительно мед-

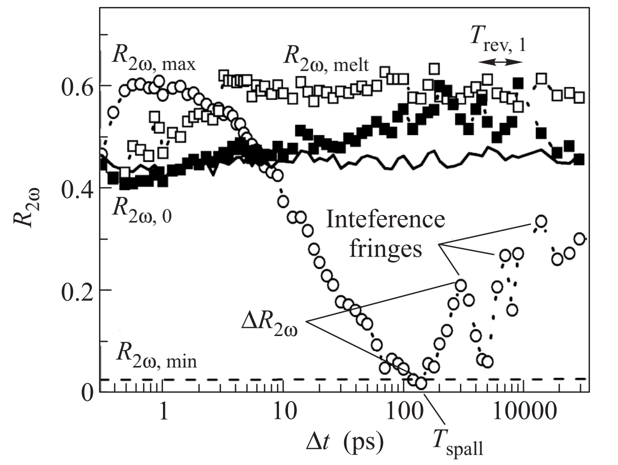

Рис. 2. Временные зависимости коэффициента отражения GaAs $R_{2\omega}(\Delta t)$ для значений F [Дж/см^2]: 0.08 (сплошная кривая), 0.18 (темные квадраты), 0.24 (светлые квадраты), 0.52 (светлые кружки). Буквы $R_{2\omega,0}$, $R_{2\omega,\max}$, $R_{2\omega,\mathrm{melt}}$ и $R_{2\omega,\min}$ показывают, соответственно, значения коэффициента отражения для твердого материала до возбуждения, после его сверхбыстрого плавления при $F > F_{fm} \approx 0.24$ Дж/см^2, после его квазиравновесного плавления при $F_{sm} < F < F_{fm}$ ($F_{sm} \approx 0.10$ Дж/см^2), а также в процессе фрагментационной абляции ($F_{\mathrm{frag}} \approx 0.49$ Дж/см^2). Величины T_{spall} и $\Delta R_{2\omega}$ – задержка начала откола пленки расплава и амплитуда интерференционной модуляции (колец Ньютона), а $T_{\mathrm{rev},1}$ – период акустических реверберации в расплаве при $F = 0.18$ Дж/см$^2 < F_{\mathrm{spall}}$ (темные квадраты)

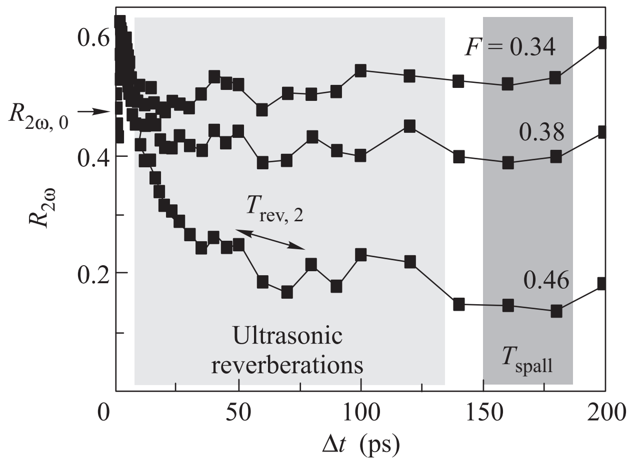

Рис. 3. Участки зависимостей $R_{2\omega}(\Delta t)$, демонстрирующие акустическую модуляцию с переменным периодом $T_{\mathrm{rev},2}$ (область светлой штриховки) и порог откола T_{spall} (область темной штриховки), для различных значений $F > F_{\mathrm{spall}}$

ленного ($\Delta t > 3$ пс, см. кривые для $F = 0.18$ и 0.24 Дж/см^2 на рис. 2) квазиравновесного плавления GaAs ($F_{sm} \approx 0.10$ Дж/см^2), но ниже порога абляции F_{spall} акустические реверберации $T_{\mathrm{rev},1}$ на субнаносекундных временах происходят в поверхностном слое расплава материала, толщина которого растет на субнаносекундных временах после воздействия УКИ, следуя распространению тепловой волны (концентрационной волны электрон-дырочной плазмы) и кинетике движения фронта плавления в материале. Квазиравновесное плавление GaAs создает разницу акустических импедансов жидкого ($\rho_m C_m \approx 5.7 \cdot 10^3$ кг/м^3 $\cdot$ 2.26 км/с $\approx$ $1.3 \cdot 10^7$ кг/м^2$\cdot$с [20]) и твердого ($\rho_s C_s \approx 5.3 \cdot 10^3$ кг/м^3 $\cdot$ $4 \cdot 10^3$ м/с $= 2.1 \cdot 10^7$ кг/м$^2 \cdot$ с $> \rho_m C_m$ [21]) материала (где $\rho_{s,m}$ и $C_{s,m}$ – массовая плотность и скорость продольных акустических волн в твердом и жидком GaAs). Это приводит к отражению акустических волн с неизменной фазой на фронте плавления, но с обратной фазой на свободной границе GaAs воздух [19]. В результате модуляции $R_{2\omega}$ с одинаковой фазой (например, максимумы или минимумы) появляются после двойного кругового обхода акустической волной поверхностного слоя расплава материала, т.е. зависимость $T_{\mathrm{rev},1}(\Delta t)$ характеризует пробег фронта плавления в образце вплоть до начала откола пленки расплава с положением фронта $Y_1(\Delta t) = \frac{1}{4} C_m T_{\mathrm{rev},1}(\Delta t)$ (рис. 4), где максимальная величина Y_1 зависит от F, и со скоростью $\approx 4 \cdot 10^2$ м/с, сопоставимой с ранее наблюдавшимися значениями [8, 18]. Временные зависимости $Y_1(\Delta t)$ для различных значений F демонстрируют

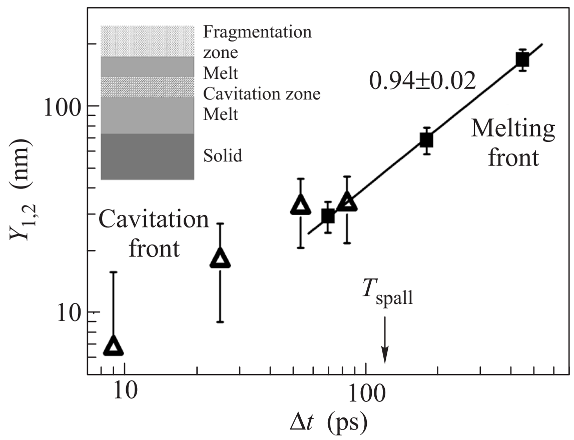

Рис. 4. Смещение фронта плавления (Y_1, темные квадраты) и подповерхностной области кавитации (Y_2, светлые треугольники, начало откола – T_{spall}) со временем Δt для локальных значений плотности энергии 0.26 и 0.55 Дж/см^2. Линейная аппроксимация кривой $Y_1(\Delta t)$ в двойных логарифмических координатах с угловым наклоном 0.94 ± 0.02. Вставка: эскиз слоистой структуры фрагментирующего (fragmentation zone) и кавитирующего (cavitation zone) расплава

линейный, а не коренной рост Y_1 (угловой наклон зависимости $Y_1(\Delta t)$ в двойных логарифмических координатах 0.94 ± 0.02). Это может указывать на кинетическое лимитирование движения фронта плавления скоростью фазового превращения в достаточно однородно перегретом веществе, а не скоростью распространения предшествующей тепловой волны. Однородность прогрева GaAs на глубинах $Y_1 < 200$ нм от поверхности (рис. 5) согласуется с известными зна-

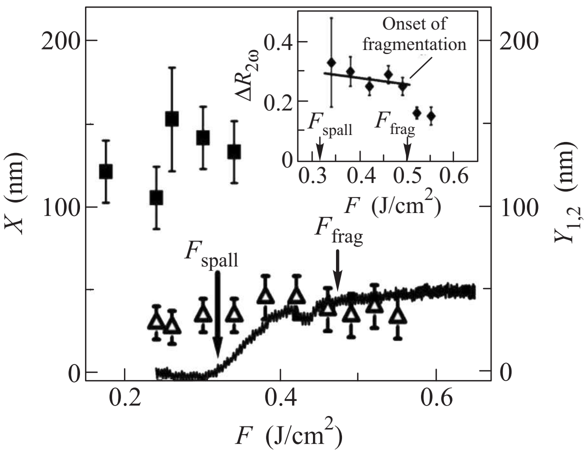

Рис. 5. Зависимости глубины кратера X (сплошная кривая) и подповерхностной области кавитации (Y_2, светлые треугольники), а также толщины расплава (Y_1, темные квадраты) от величины локальной плотности энергии F с порогами откольной ($F_{\rm spall}$) и фрагментационной ($F_{\rm frag}$) абляции. Вставка: зависимость амплитуды интерференционной осцилляции отражения (колец Ньютона) $\Delta R_{2\omega}$ от F с областями слабого линейного уменьшения (прямая линия) и резкого спада, отвечающего началу фрагментационной абляции

чениями эффективной глубины поглощения ИК УКИ в материале, $\delta(800\,\text{нм}) \approx 275$ нм [15].

С другой стороны, для более высоких значений, $F > F_{\rm spall}$, после плато $R_{2\omega,\max}$ плавный спад отражения на зависящих от величины F временах $\Delta t < (20-500)$ пс (рис. 2, 3), который в настоящей работе связывается через эффект пьезоотражения с тепловым расширением расплава, кавитацией и гидродинамическим разлетом его перегретого поверхностного слоя, также впервые обнаруживает дополнительную отчетливую слабо затухающую модуляцию с переменным периодом $T_{\rm rev,2}$, нарастающим в интервале 3–40 пс (рис. 3) вплоть до появления модуляции $R_{2\omega}$, связанной с кольцами Ньютона (рис. 1). Малость $T_{\rm rev,2} \ll T_{\rm rev,1}$ и существование наблюдаемых коротких реверберации вплоть до момента откола позволяют связать их с циркуляцией переотраженной акустической волны на предоткольной стадии в тонкой поверхностной пленке расплава, еще не отлетающей, но уже отделенной от остального, более холодного расплава и твердой мишени двумерным слоем нанопузырей (нанопены) (рис. 4, вставка), наблюдавшейся в предшествующих молекулярно-динамических (МД) исследованиях [4–6, 9]. Такая пленка расплава должна иметь две свободные границы, обеспечивающие появление синфазных модуляций $R_{2\omega}$ с периодом $T_{\rm rev,2}$ при толщине пленки $Y_2 = \frac{1}{2}C_m T_{\rm rev,2}$ (предположительно в такой пленке сохраняется характерная для расплава скорость звука $C_m \approx 2.2$ км/с [20]). Действительно, сопоставление окончательных величин Y_2 и глубин кратера X для разных значений F на рис. 5 показывает их хорошее количественное согласие для $F \geq F_{\rm spall}$, тогда как при $F \leq F_{\rm spall}$ появление подповерхностного слоя нанопены возможно и без последующего откола пленки [6, 9]. Интересно, что положение слоя нанопены смещается в глубь расплава как с ростом Δt (рис. 4), так и с ростом F (рис. 5), однако при $F > 0.49$ Дж/см^2 опять приближается к его поверхности. Первая тенденция была ранее предсказана в результате МД-расчетов [4] как следствие охлаждения поверхностного слоя расплава в ходе его адиабатического теплового расширения (и, по-видимому, частично поверхностного испарения). Вторая же ранее никогда не отмечалась, но вполне ожидаема вследствие увеличения глубины и амплитуды температурного поля в расплаве с ростом F.

Далее, начало сильных периодических осцилляций $R_{2\omega}$ после полной разгрузки слоя расплава (спустя $T_{\rm spall} = (120-800)$ пс) можно связать с отколом пленки, а их периодичность – с периодическим выполнением условий максимума/минимума интерференции ($n^*L_{\rm spall} = 0.5m\lambda_{2\omega}$, $n^*L_{\rm spall} = 0.25(2m+1)\lambda_{2\omega}$) для увеличивающегося промежутка $L_{\rm spall}$ между внешней поверхностью отлетающей пленки расплава и поверхностью мишени, заполненного при отколе преимущественно парами вещества с показателем преломления $n^* \approx 1$ [8]. Таким образом, наблюдая на рис. 2 максимумы и минимумы $R_{2\omega}$ для различных задержек Δt, можно построить для различных значений F кривые смещения поверхности отлетающей пленки расплава (рис. 6) и по их производным определить кинематические скорости отлета $V_{\rm spall}$ [6–8]. Величины $V_{\rm spall}$, отвечающие начальным участкам отлета, как и в предыдущих работах [6–8], возрастают с ростом F. Амплитуды $V_{\rm spall}$ лежат в интервале 0.2–0.6 км/с (рис. 6), что для массовой плотности расплава GaAs $\rho_m \approx 5.7$ г/см^3 [20] соответствует разгоняющему пленку давлению порядка $\rho_m V_{\rm spall}^2 \approx (0.1-1)$ ГПа (на уровне критических давлений большинства материалов). С учетом заверше-

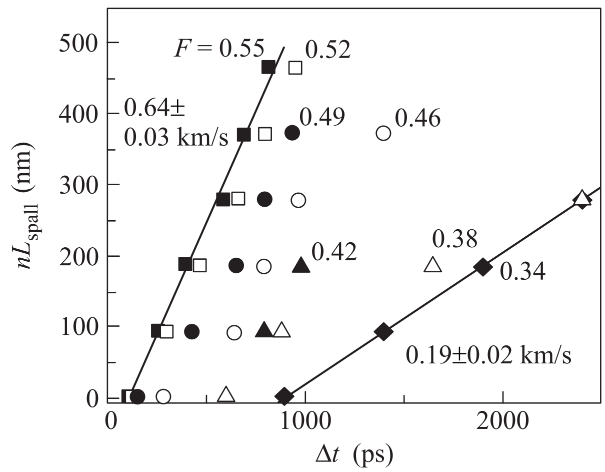

Рис. 6. Оптический путь $n^* L_{\mathrm{spall}}$ отколотой пленки расплава с изменением времени Δt для разных значений локальной плотности энергии F [Дж/см^2], а также прямые линейной аппроксимации крайних кривых для максимального и минимального значений $F > F_{\mathrm{spall}}$ с угловыми наклонами (скоростями V_{spall}), приведенными в рамках

ния разгрузки расплава на момент откола это предполагает существенную роль кавитации при формировании плоскости откола. Это предположение подтверждается и значительными задержками начала откола, $T_{\mathrm{spall}} = (120-800)$ пс, см. рис. 6. Они показывают сильную зависимость от F и, как свидетельствуют продолжительные плато $R_{2\omega}$ в области минимумов (рис. 2, 3), обусловлены не только полным тепловым расширением и сопутствующей акустической релаксацией слоя расплава в предшествующих областях спада $R_{2\omega}$, но и, по-видимому, продолжительной сложной динамикой формирования в слое расплава двумерного слоя нанопены [6, 9]. Известно, что процесс кавитации на таком пространственном масштабе существенно осложняется эффектом поверхностного натяжения и потому возможен, особенно при такой высокой скорости кавитации (с учетом $T_{\mathrm{spall}} \approx (10^2-10^3)$ пс), только в околокритической области [22].

Примечательно, что при превышении величины $F \approx 0.49$ Дж/см^2 как амплитуда интерференционных осцилляций $\Delta R_{2\omega}$ (рис. 5, вставка), так и максимальная толщина слоя откалывающегося расплава Y_2 начинают уменьшаться при монотонно возрастающей глубине абляции X (рис. 5). Одновременно при $F > 0.49$ Дж/см^2 отражение мишени падает до минимального значения $R_{2\omega,\mathrm{min}} \approx (0.02-0.03)$, демонстрируя отражение выраженного диэлектрика или сильно разреженной "эффективной" среды. Предшествующие МД-расчеты показали [4–6, 9], что выше порога откольной абляции при значительном перегреве может развиваться абляция фрагментационного характера. В этом случае перегретый поверхностный слой расплава в результате интенсивной кавитации или закритического прямого перехода жидкость–пар в ходе адиабатического расширения превращается в гетерогенную парокапельную смесь, которая необратимо разлетается в окружающее пространство впереди откалывающейся пленки расплава и действительно должна оптически экранировать интерференционные кольца Ньютона на поверхности последней, уменьшая их амплитуду (рис. 5, вставка). Такой парокапельный разлет вещества вносит наряду с откольным свой вклад в величину X, но соразмерно уменьшает вклад Y_2 откольного механизма (рис. 5). Следовательно, в условиях нашего эксперимента значение $F \approx 0.49$ Дж/см^2 можно сопоставить с порогом F_{frag} фрагментационной абляции GaAs. При этом, как и в предшествующих работах для GaAs и других материалов [16, 23], соотношение порогов F_{frag} и F_{spall} оказывается близким к 1.5. Однако порог F_{frag} в нашей работе определяется более точно по количественным критериям начала уменьшения амплитуды интерференционных максимумов колец Ньютона и появления разности значений глубины абляции и толщины пленки расплава над нанопеной.

4. Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально исследована динамика поверхностного плавления мишени GaAs под действием ультракоротких лазерных импульсов, а также кавитации и абляции его расплава, выражающаяся в постепенном смещении кавитирующего слоя "нанопузырьки в жидкости" от поверхности внутрь расплава, охлаждающегося вследствие адиабатического теплового расширения и испарительного охлаждения его поверхности, и формировании там слоя нанопузырей (нанопены), определяющего положение поверхности его откола. Сам откол происходит после полной разгрузки расплава с задержкой и скоростью отлета, увеличивающимися с ростом плотности энергии лазерного излучения выше порога откола. При превышении порога откольной абляции примерно на 50% начинается фрагментационная абляция поверхности расплава, когда вследствие интенсивной кавитации или закритического прямого перехода жидкость–пар поверхность расплава приобретает структуру "нанокапли в паре" и необратимо разлетается в окружающую среду, соразмерно уменьшая толщину откалывающейся пленки расплава при слабом монотонном росте глубины абляции. Эти экспериментальные наблюдения подтверждают предсказания предшествующих молекулярно-динамических расчетов и проясняют фундаментальные механизмы откольной и фрагментационной фемтосекундной лазерной абляции материалов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты # 10-08-00941-а, 11-02-01202-а и 11-08-01165-а).

1. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 517 (2010); С. И. Ашитков, М. Б. Агранат, Г. И. Канель др., Письма в ЖЭТФ **92**, 568 (2010).
2. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 35 (2011).
3. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 224 (1998).
4. E. Leveugle, D. S. Ivanov, and L. V. Zhigilei, Appl. Phys. A **79**, 1643 (2004).
5. A. K. Upanhuyay, N. A. Inogamov, B. Rethfeld, and H. M. Urbassek, Phys. Rev. B **78**, 045437 (2008).
6. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, С. И. Ашитков и др., ЖЭТФ **134**, 5 (2008).
7. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri et al., SPIE Proc. **3343**, 46 (1998); D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, and J. Bialkowski, Appl. Surf. Sci. **109**, 1 (1997).
8. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, J. Opt. Soc. Am. B **23**, 1954 (2006).
9. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, Phys. Rev. B **82**, 064113 (2010).
10. A. M. Lindenberg, S. Engemann, K. Gaffney, and K. Sokolowski-Tinten, Phys. Rev. Lett. **100**, 135502 (2008).
11. В. Д. Зворыкин, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 10 (2008).
12. С. И. Кудряшов, В. И. Емельянов, ЖЭТФ **121**, 113 (2002).
13. А. А. Землянов, А. А. Ионин, Ю. Э. Гейнц и др., ЖЭТФ **138**, 822 (2010).
14. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, M. Boing et al., Phys. Rev. B **58**, R11805 (1998).
15. A. Cavalleri, C. W. Siders, C. Rose-Petruck et al., Phys. Rev. B **63**, 193306 (2001).
16. K. Sokolowski-Tinten, S. I. Kudryashov, V. Temnov et al., Springer Series in Chemical Physics **66**, 425, Springer, Berlin, 2000.
17. П. Ю, М. Кардона, *Основы физики полупроводников*, М.: Физматлит, 2002.
18. K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 225701 (2001); M. Nicoul, V. Shymanovich, A. Tarasevich et al., Appl. Phys. Lett. **98**, 191902 (2011).
19. В. Е. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, М.: Наука, 1991.
20. G. N. Kozhemyakin, Ultrasonics **35**, 599 (1998).
21. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов, *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1991.
22. В. П. Скрипов, А. В. Скрипов, УФН **128**, 193 (1979); S. I. Kudryashov, K. Lyon, and S. D. Allen, Phys. Rev. E **75**, 036313 (2007).
23. Б. Ретфельд, К. Соколовски-Тинтен, В. Темнов и др., Изв. РАН, Сер. физич. **65**, 521 (2001).