Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 6, с. 393 – 398

Одноимпульсная абляция кремния ультракороткими лазерными импульсами варьируемой длительности в воздухе и воде

Н. А. Смирнов[+1)], *С. И. Кудряшов*[+*], *П. А. Данилов*[+], *А. А. Руденко*[+], *А. А. Ионин*[+], *А. А. Настулявичус*[+]

[+]*Физический институт им. П.Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия*

[*]*Национальный ядерный исследовательский университет МИФИ, 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 июля 2018 г.

Проведено сравнение одноимпульсной абляции кремния лазерными импульсами варьируемой длительности (0.3–9.5 пс) с длиной волны 515 нм на воздухе и в воде. Показана немонотонная зависимость изменения порогов абляции с минимумом для 1.6 пс, связанная с достижением времени термализации электронной и ионной подсистем в кремнии. Показано, что с увеличением длительности импульса эффективность абляции кремния в воздухе в диапазоне выбранных длительностей падает в 2.5 раза и, напротив, растет в 2 раза при абляции в воде, что объясняется при абляции на воздухе частичным переходом от фазового взрыва к поверхностному испарению, заблокированным в воде.

DOI: 10.1134/S0370274X18180054

1. Введение. В настоящее время для микрообработки и модификации поверхностей различных материалов все чаще применяют лазерные системы с ультракороткими лазерными импульсами (УКИ) фемто-пикосекундной длительности, у которых есть целый ряд преимуществ перед традиционными лазерными системами с большей ((суб) наносекундной и более) длительностью импульса [1–6]. При этом большое значение имеет не только выбор параметров лазера, но и выбор среды, в которой происходит лазерная обработка поверхности. Так, например, для многих технологических процессов большое распространение получила абляция УКИ поверхности материалов в жидких средах, у которой есть ряд преимуществ по сравнению с абляцией в газах: лучший теплоотвод, благодаря которому поверхность эффективно охлаждается и, следовательно, уменьшаются вызванные лазером остаточные тепловые повреждения; меньшее загрязнение поверхности образца продуктами абляции [7–9]. Также, абляция УКИ в жидкости является эффективным и экологически чистым способом получения коллоидных растворов наночастиц различного рода материалов [10, 11].

Несмотря на большое количество работ в данной области, до сих пор нет детального понимания и описания процессов, происходящих при взаимодействии УКИ с веществом как на воздухе, так и в жидкости. Это связано со сложными физическими процессами, происходящими в процессе абляции, к которым можно отнести: неравновесное распределение энергии электронов при коротких временных масштабах [12], перенос энергии электронов в решетку, теплопроводность, акустическую разгрузку и удаление материала [13, 14].

Кремний из-за своих уникальных свойств получил широкое распространение в микро-оптоэлектронике, электронике, солнечной энергетике. Имеется значительное количество работ, в которых описывается абляция кремния УКИ для различных режимов как в газах [15–19], так и в жидкостях [19–21]. В работах [22–26] дано сравнение порогов абляции на воздухе и в жидкости, но при этом нет информации об эффективности абляции (отношения глубины кратера к падающей поверхностной плотности энергии = удаление массы на единицу падающей энергии излучения) в пико- и суб-пикосекундном диапазоне длительностей импульсов для данных сред, а также сравнения эффективностей абляции для этих режимов. Поэтому в данной работе произведена одноимпульсная абляция кремния для диапазона длительностей 0.3–9.5 пс на воздухе и в жидкости (в воде). Выбранный промежуток длительностей особенно интересен тем, что по разным расчетам время электрон-фононной релаксации, которое существенно влияет на процесс абляции, через транспорт горячих носителей, для разных материалов находится в промежутке 0.1–10 пс [27].

2. Экспериментальная часть. В данном эксперименте производилась одноимпульсная абляция

[1)]e-mail: cna1992@mail.ru

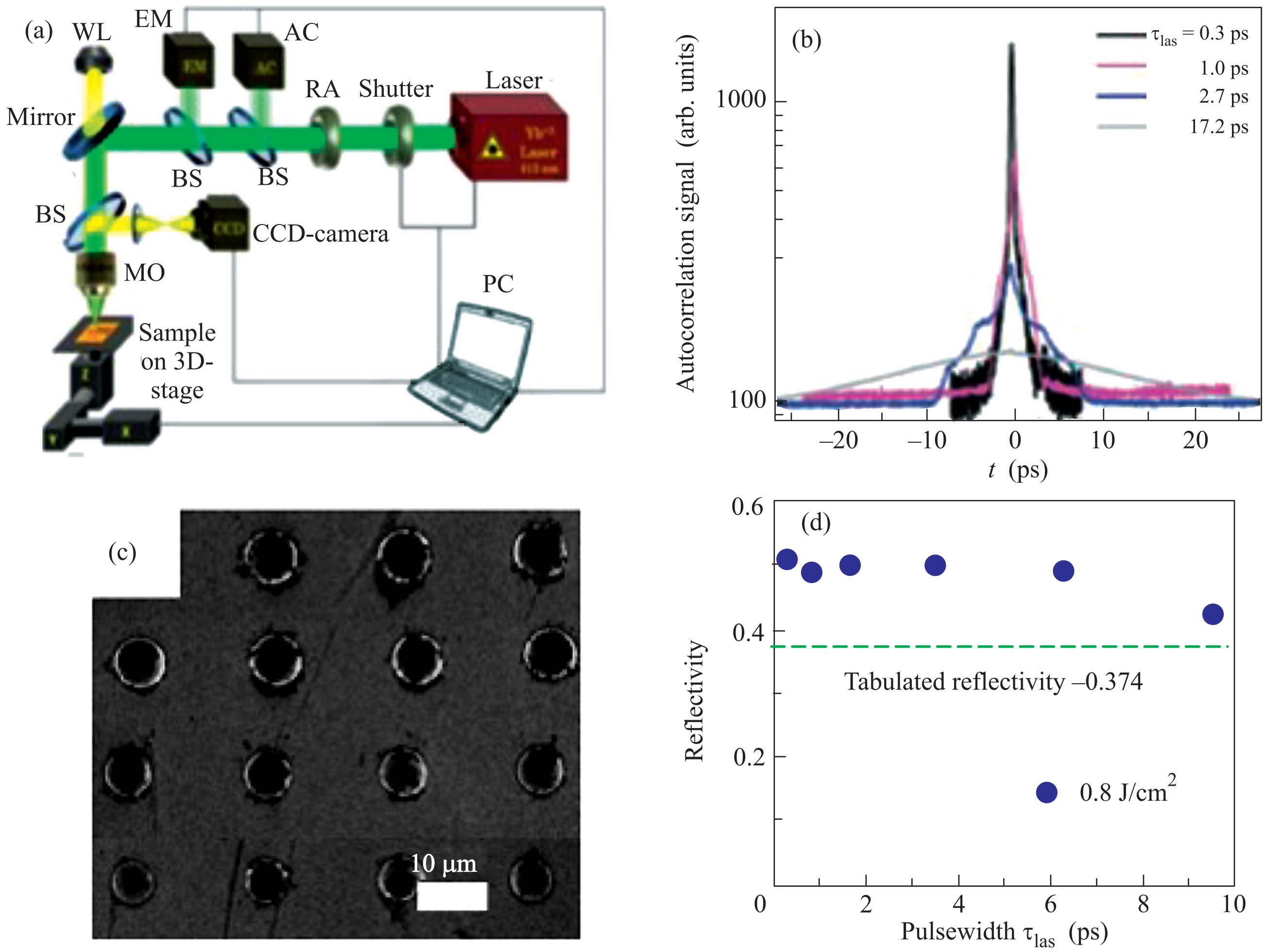

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема установки: BS – делитель луча, RA – отражательный ослабитель, EM – измеритель энергии, AC – автокоррелятор, MO – микрообъектив, WL – источник белого света, PC – персональный компьютер. (b) – Автокорреляционные сигналы для первой гармоники лазера с переменной шириной импульсов, равной 0.3, 1, 2.7 и 17.2 пс. (c) – СЭМ-изображение кратеров для длительности УКИ 0.3 пс с разной плотностью энергии. (d) – Отражательная способность кремния для разных длительностей при фиксированном значении плотности энергии ≈ 0.8 Дж/см^2

свежих участков полированной пластины монокристаллического нелегированного кремния (ориентация [110]) толщиной 375 мкм с естественным оксидным слоем 2–3 нм. Эксперименты были проведены как на воздухе, так и в дистиллированной воде, где слой жидкости над поверхностью образца составлял ≈ 1 мм. Схема эксперимента показана на рис. 1a. В качестве источника лазерного излучения в работе был использован волоконный лазер Satsuma (Amplitude Systemes) с активной средой на ионах Yb^{+3} (длина волны основной гармоники – 1030 нм, с удвоением частоты – 515 нм, ширина спектра на полувысоте – 7 нм, частота следования импульсов – 0–2 МГц). Длительность УКИ изменялась с помощью выходного компрессора в интервале 0.3–10 пс и измерялась с помощью сканирующего интерференционного автокоррелятора АА-20DD (Авеста проект, диапазон 0.01–30 пс) (рис. 1b). Энергия УКИ в TEM_{00} моде плавно менялась с помощью тонкопленочного отражательного ослабителя. Лазерное излучение второй гармоники фокусировалось на поверхность образца через объектив NA = 0.25 в пятно 1/e-радиусом около 2.1 мкм. Визуализация топологии поверхности осуществлялась с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL 7001F (JEOL) (рис. 1c). Профили полученных кратеров были охарактеризованы с помощью сканирующего зондового микроскопа Certus Standard V. Было также измерено одноимпульсное отражение кремния в тех же диапазонах длительности УКИ для поверхностной плотности энергии около 1 Дж/см^2 (рис. 1d).

Далее, для полученных снимков было проведено измерение радиусов абляционных кратеров R, которые представлены в виде зависимости R^2 от натурального логарифма энергии $\ln E$ с угловым наклоном $w_{\rm abl}^2$, представляющим квадрат радиуса фокального пятна по 1/e-уровню плотности энергии, и сдвигом по оси абсцисс, равным логарифму пороговой плотности энергии абляции $E_{\rm abl}$. Пороги абляции рассчитывались по формуле $F_{\rm th} = E_{\rm abl}/\pi w_{\rm abl}^2$. Полученные значения для разных длительностей УКИ лежат в диапазонах 0.28–0.38 Дж/см^2 для абляции в воздухе и 0.24–0.3 Дж/см^2 для абляции в воде, что неплохо согласуется с известными значениями $\approx$ 0.26 Дж/см^2 (воздух) и $\approx$ 0.2 Дж/см^2 (вода) при абляции десятью лазерными импульсами с длиной волны 800 нм и длительностью 250 фс [26].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. *3.1. Морфология кратеров.* Для морфологии одноимпульсных кратеров, полученных на воздухе (рис. 2a) и в воде (рис. 2b), характерна округлая

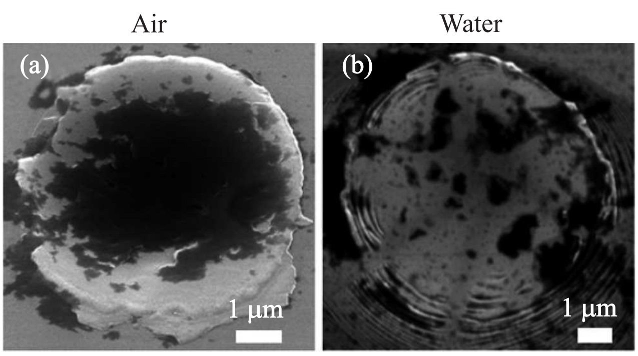

Рис. 2. Характерные морфологии одноимпульсных кратеров, полученных в воздухе (a) при плотности энергии 3 Дж/см^2 и в воде (b) при плотности энергии 4 Дж/см^2

форма, которая с изменением длительности импульса в пределах используемого нами диапазона практически не меняется, и, в отличие от радиуса кратера, от пиковой плотности энергии F_0 так же практически не зависит. По краю кратера – вокруг гладкого центра – виден бортик из расплава, который поднимается на 50–400 нм над поверхностью кремния в зависимости от величины F_0. Тем не менее, при абляции в воде на периферии кратера появляются периодические кольцеобразные субмикронные структуры, которые по мере роста пиковой плотности энергии все дальше распространяются от кратера. Их появление можно связать с ударными волнами, которые в воде проявляют себя сильнее, чем на воздухе [25], а также капиллярными волнами расплава кремния [28].

Для полученных кратеров были построены зависимости R$^2 - \ln E$ для диапазона длительностей УКИ 0.3–9.5 пс, путем аппроксимации которых были найдены значения $E_{\rm abl}$, $w_{\rm abl}$ и $F_{\rm th}$ (рис. 3). При заданной

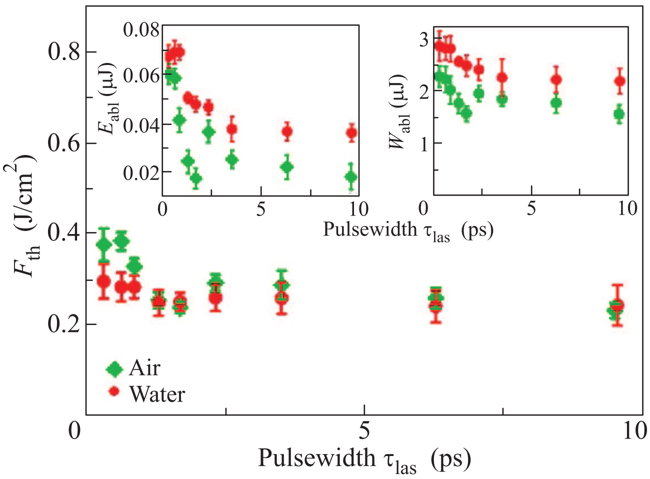

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость порогов абляции кремния $F_{\rm th}$ в воде и на воздухе от длительности УКИ. Вставки: слева – значения пороговой энергии $E_{\rm abl}$, справа – значения 1/e-радиуса абляции $w_{\rm abl}$

фокусировке с NA = 0.25 характерный 1/e-радиус области абляции $w_{\rm abl}$ в воде незначительно больше, чем на воздухе, что, очевидно, связано с уменьшением эффективной NA в жидкости по сравнению с воздухом. Интересно, что при этом в целом пороговые значения плотности энергии и энергии в импульсе немного ниже при абляции в воде, что хорошо согласуется с данными других авторов [23–26]. При этом с ростом $\tau_{\rm las}$ на рис. 3 наблюдается монотонное снижение порогов абляции $F_{\rm th}$ и характерного 1/e-радиуса области абляции $w_{\rm abl}$ с минимумом в области $\approx$ 1.6 пс, что можно связать с достижением времени термализации поглощенной энергии в конденсированной фазе τ_T [29] (равенство электронных и ионных температур, $T_e \approx T_i$) [30], что резко уменьшает теплоперенос [29] и его влияние на энергетику абляции, а последующее слабое изменение происходит из-за спада T_e при быстрой электрон-фононной релаксации, но уже в масштабе УКИ ($\tau_{\rm las} \gg \tau_T$). При этом более слабый провал для области 1.6 пс в воде можно объяснить лучшим теплоотводом в жидкости, чем на воздухе.

Более высокие величины $F_{\rm th}$ и $w_{\rm abl}$ для длительностей $\tau_{\rm las} < \tau_T$ связанны с быстрой амбиполярной диффузией плотной электрон-дырочной плазмы в кремнии, которая обусловлена сильными градиентами плотности плазмы и/или температуры [30]. Напротив, при длительности импульса $\tau_{\rm las} > \tau_T$ величины $F_{\rm th}$ и $w_{\rm abl}$ монотонно и незначительно снижаются, что связано с более короткой стадией амбиполярной диффузии и значительно более медленной передачей энергии от электронной подсистемы к ионной подсистеме, описываемой в рамках двухтемпературной модели [31]. Одновременно изменение порогов абляции нельзя связать с изменением отражения кремния – в пределах выбранного диапазона длительностей импульса отражение кремния при одноимпульсной абляции на воздухе практически не меняется (рис. 1d).

Предполагаемый механизм абляции кремния на воздухе связан с гидродинамическим разлетом около- и закритического флюида кремния ("фазовый взрыв") [32], что подтверждается как большой глубиной сформированных кратеров (рис. 4a), так и оценкой соответствующей объемной плотности вложенной энергии $(1-R)F/Z_{\rm abl} \sim 0.5\times 1$ Дж/см^2/0.2 мкм ≈ 25 кДж/см^3 или 300 кДж/моль, что хорошо соответствует энтальпии испарения кремния (350 кДж/моль [33]) и может быть сопоставлено с энтальпией критического состояния материала [32]. При абляции в жидкости возможны вклады других процессов, связанных с кавитацией, струями и другими гидродинамическими явлениями [34]. При этом пороговая плотность энергии для реализации фазового взрыва для УКИ с длиной волны 515 нм оказывается существенно ниже – ≈ 0.3 Дж/см^2 (рис. 3), чем для УКИ с длиной волны 800 нм (≈ 0.75 Дж/см^2 [32]), ввиду более высокого линейного и нелинейного поглощения излучения УКИ в видимом диапазоне [32].

3.2. Глубина кратеров и эффективность абляции. С помощью установленного распределения плотности энергии по фокальному пятну (1/e-радиусы даны на рис. 3), радиальные профили кратеров были преобразованы в соответствующие зависимости глубины кратера от локальной поверхностной плотности энергии F. Данные зависимости имеют характерный вид порогового монотонного сублинейного роста [35–39]. Далее, с использованием полученных зависимостей были рассчитаны эффективности абляции (отношения глубины кратера к плотности энергии, $Z_{\rm abl}/F$) в зависимости от плотности энергии. Для каждой длительности импульса кривые имеют точку с максимальной эффективностью абляции $M_{\rm eff.abl}$ при оптимальном значении плотности энергии $F_{\rm opt}$. Ранее зависимости такого типа были аппроксимированы зависимостью вида [36–38]

$$Z_{\rm abl} = \delta \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{\rm th}}\right), \qquad (1)$$

где $Z_{\rm abl}$ – глубина абляции, δ – глубина вложения энергии. В рамках такой аппроксимации для $Z_{\rm abl}$, максимальную скорость удаления вещества на единицу плотности энергии [35–38] можно рассчитать по формуле (2):

$$M_{\rm eff.abl} = \frac{2\cdot\delta}{{\rm e}^2\cdot F_{\rm th}}, \qquad (2)$$

что дает $F_{\rm opt} = F_{\rm th}{\rm e}^2$.

В настоящей работе эффективность абляции кремния под действием УКИ варьируемой длительности была охарактеризована зависимостями глубины кратера от длительности УКИ для фиксированного значения плотности энергии 1 Дж/см^2 (рис. 4a) и максимальной эффективности удаления вещества $M_{\rm eff.abl}$ (рис. 4b). Для каждой из этих зависимостей мы видим, что с ростом $\tau_{\rm las}$ максимальная эффективность абляции на воздухе для длительности 9.5 пс падает в ≈ 2.5 раза по сравнению с длительностью 0.3 пс. Напротив, для абляции в воде по мере увеличения длительности импульса максимальная эффективность растет. При этом, как мы видим из рис. 3, изменение максимальной эффективности абляции не может быть вызвано изменением условий фокусировки лазерного луча. Поскольку хорошо известно, что спад как глубины, так и эффективности абляции с ростом $\tau_{\rm las}$ на пикосекундных временах происходит из-за частичной акустической разгрузки нагретого околокритического флюида на временах вложения энергии УКИ (степень разгрузки – согласно соотношению $\tau_{\rm las}/\tau_{\rm ac}$, где $\tau_{\rm ac} \sim 20$ пс [40]), то в условиях абляции в жидкости тенденция обращается – глубина и эффективность абляции растут и быстро насыщаются с ростом $\tau_{\rm las}$ (рис. 4a, b). Если обратить внимание на зависимости для $M_{\rm eff.abl}$ (рис. 4b), которая грубо характеризует величину, обратную энерговкладу на единицу массы удаленного вещества, то очевидно, что драматические изменения при абляции в воздухе и в жидкости начинаются вблизи $\tau_{\rm las} \approx \tau_T$, т.е. в тепловом режиме абляции. При этом можно предположить, что при абляции в воздухе по мере нарастающей разгрузки, уменьшающей вклад фазового взрыва, постепенно с ростом $\tau_{\rm las} > \tau_T$ развивается многократно более энергоемкий поверхностный испарительный режим удаления вещества, что одновременно уменьшает общее количество удаленного вещества. В воде этот испарительный режим оказывается, по-видимому, блокированным – по сравнению с фазовым взрывом – плотной контактной средой, при этом, частичное удаление расплава в этом случае может происходить при ударном воздействии противо-струи, возникающей

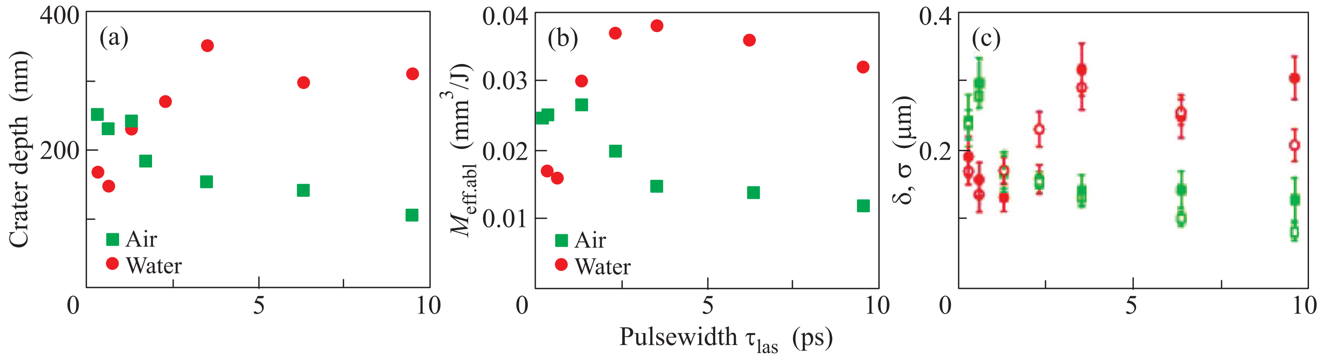

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость глубины кратера от длительности импульса при фиксированном значении плотности энергии 1 Дж/см^2 для кратеров, полученных на поверхности кремния в воде и на воздухе. (b) – Экспериментальные значения максимальной эффективности абляции кремния от длительности импульса, полученных в воде и на воздухе. (c) – Глубина проникновения энергии δ от длительности импульса при абляции в воде (красные кружки) и на воздухе (зеленые квадраты), согласно моделям [35–39], глубина вложения энергии на момент абляционного удаления материала σ от длительности импульса при абляции в воде (красные полые кружки) и в воздухе (зеленые полые квадраты), согласно моделям [13, 42, 43]

при суб-микросекундном [41] коллапсе парового пузыря на поверхности мишени [34].

Кроме того, в данной работе мы рассмотрели более обоснованную физическую аппроксимацию глубины абляции в зависимости от плотности энергии. Напомним, что в выражении (1) исторически известная логарифмическая аппроксимация предполагает линейное поглощение излучения в образце, хотя уже достаточно давно в качестве глубины поглощения берется эффективная глубина вложения энергии в результате процессов линейного поглощения, баллистического пробега (металлы) или амбиполярной диффузии (полупроводники) носителей, решеточной теплопроводности на временах, предшествующих удалению вещества. В этом плане более адекватной представляется модель диффузии плазмы или термодиффузии [13, 42, 43], приближенно задающая глубину абляции на фронте диффузионной волны в зависимости от локальной плотности энергии в виде [43]

$$Z_{\mathrm{abl}} = \sigma \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{F}{F_{\mathrm{th}}}\right)}, \tag{3}$$

где Z_{abl} – глубина абляции, σ – глубина вложения энергии на момент абляционного удаления материала. Согласно выражению (3), оптимальное значение плотности энергии, обеспечивающее максимальную эффективность абляции, согласно нашим численным оценкам составляет

$$F_{\mathrm{opt}} = F_{\mathrm{th}}\sqrt{\mathrm{e}}, \tag{4}$$

что, с учетом сильного изменения теплопроводности с ростом F, гораздо лучше отвечает нашим экспериментальным данным, чем выражение $F_{\mathrm{opt}} = F_{\mathrm{th}}\mathrm{e}^2$, согласно модели [36–38]. При этом сама максимальная эффективность абляции в рамках данного подхода выражается как

$$M_{\mathrm{eff.abl}} = \sigma \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{F_{\mathrm{opt}}}{F_{\mathrm{th}}}\right)} \Big/ F_{\mathrm{opt}}, \tag{5}$$

что позволяет, с учетом выражений (4), (5), для разных длительностей УКИ оценить эффективную глубину σ для вложения энергии на момент абляционного удаления материала (рис. 4c), которая дана в сравнении с глубиной вложения энергии δ по модели [35–39]. Несмотря на существенное различие подходов, величины δ и σ на рис. 4c оказываются сопоставимыми (хотя и $\delta \geq \sigma$), что, по-видимому, связано с слабой логарифмической зависимостью от плотности энергии в выражениях (1), (3).

4. Заключение. Таким образом, в данной работе исследовалась одноимпульсная абляция поверхности кремния при одинаковой фокусировке лазерных импульсов с длиной волны 515 нм и варьируемой длительностью импульса 0.3–9.5 пс в двух средах – дистиллированной воде и воздухе. Было показано различие в морфологии кратеров для двух этих сред. Экспериментально обнаружен минимум порога абляции материала в зависимости от длительности импульсов (при ≈ 1.6 пс), который можно сопоставить с характерным временем электрон-фононной релаксации в кристаллическом кремнии. Показано, что эффективность абляции (удаленный объем материала на единицу падающей энергии) имеет максимум по мере роста плотности энергии, а с увеличением длительности импульса монотонно и существенно падает, что связывается с переходом от фазового взрыва околокритического флюида материала к поверхностному испарению, заблокированным в воде.

Данная работа поддержана грантом РНФ # 18-15-00220 (в части экспериментальных исследований абляции кремния) и программой повышения конкурентоспособности МИФИ (для С.И. Кудряшова в части моделирования лазерной абляции).

---

1. B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tünnermann, Appl. Phys. A **63**, 109 (1996).
2. F. Poitrasson, X. Mao, S. S. Mao, R. Freydier, and R. E. Russo, Anal. Chem. **15**, 6184 (2003).
3. K.-H. Leitz, B. Redlingshöfer, Y. Reg, A. Otto, and M. Schmidt, Phys. Procedia **12**, 230 (2011).
4. A. A. Kuchmizhak, A. P. Porfirev, S. A. Syubaev, P. A. Danilov, A. A. Ionin, O. B. Vitrik, Yu. N. Kulchin, S. N. Khonina, and S. I. Kudryashov, Appl. Phys. Lett. **42**, 2838 (2017).
5. Е. В. Голосов, В. И. Емельянов, А. А. Ионин, Ю. Р. Колобов, С. И. Кудряшов, А. Е. Лигачев, Ю. Н. Новоселов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, Письма в ЖЭТФ **90**, 116 (2009).
6. S. I. Kudryashov, G. Mourou, A. Joglekar, J. F. Herbstman, and A. J. Hunt, Appl. Phys. Lett. **91**, 141111 (2007).
7. W. Charee, V. Tangwarodomnukun, and C. Dumkum, Int. J. Adv. Manuf. Technol. **78**, 19 (2015).
8. D. Zhang, B. Gokce, S. Sommer, R. Streubel, and S. Barcikowski, Appl. Surf. Sci. **367**, 222 (2016).
9. A. Kruusing, Opt. Lasers Eng. **41**, 329 (2004).
10. A. A. Ionin, A. K. Ivanova, R. A. Khmel'nitskii, Y. K. Klevkov, S. I. Kudryashov, N. N. Mel'nik, A. A. Nastulyavichus, A. A. Rudenko, I. N. Saraeva, N. A. Smirnov, D. A. Zayarny, A. Baranov, D. A. Kirilenko, P. N. Brunkov, and A. Shakhmin, Appl. Surf. Sci. **436**, 662 (2018).
11. S. Barcikowski, A. Hahn, A. V. Kabashin, and B. N. Chichkov, Appl. Phys. A **87**, 47 (2007).
12. S. G. Bezhanov, A. P. Kanavin, and S. A. Uryupin, Optics and Spectroscopy **114**, 384 (2013).
13. D. S. Ivanov, V. P. Lipp, V. P. Veiko, E. Yakovlev, B. Rethfeld, and M. E. Garcia, Appl. Phys. A **117**, 2133 (2014).
14. J. Byskov-Nielsen, J. M. Savolainen, M. S. Christensen, and P. Balling, Appl. Phys. A **103**, 447 (2011).
15. S. Lee, D. Yang, and S. Nikumb, Appl. Surf Sci **254**, 2996 (2008).
16. T.-H. Her, R. J. Finlay, C. Wu, Sh. Deliwala, and E. Mazur, Appl. Phys. Lett **73**, 1673 (1998).
17. J. Bonse and J. Krüger, J. Appl. Phys. **108**, 034903 (2010).
18. D. Hwang, C. Grigoropoulos, and T. Choi, J. Appl. Phys. **99**, 083101 (2006).
19. S. Lee, D. Yang, and S. Nikumb, Appl. Surf. Sci. **254**, 2996 (2008).
20. A. Momeni and M. H. Mahdieh, Laser Phys. Lett. **12**, 076102 (2015).
21. K. Miyazaki and G. Miyaji, Phys. Procedia **39**, 674 (2012).
22. S. Zhu, Y. F. Lu, M. H. Hong, and X. Y. Chen, J. Appl. Phys. **89**, 2400 (2001).
23. H. Liu, F. Chen, X. Wang, Q. Yang, H. Bian, J. Si, and X. Hou, Thin Solid Films **518**, 5188 (2010).
24. J. Ren, M. Kelly, and L. Hesselink, Opt. Lett. **30**, 1740 (2005).
25. G. Daminelli, J. Kruger, and W. Kautek, Thin Solid Films **467**, 334 (2004).
26. A. Borowiec, M. Mackenzie, G. C. Weatherly, and H. K. Haugen, Appl. Phys. A **76**, 201 (2003).
27. P. B. Allen, Phys. Rev. Lett. **59**, 1460 (1987).
28. R. Goodarzi and F. Hajiesmaeilbaigi, Opt. Quantum Electron. **50**(7), 299 (2018).
29. Д. А. Заярный, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров, А. А. Кучмижак, О. Б. Витрик, Ю. Н. Кульчин, Письма в ЖЭТФ **103**, 846 (2016).
30. P. Danilov, A. Ionin, R. Khmelnitskii, I. Kiseleva, S. Kudryashov, N. Mel'nik, A. Rudenko, N. Smirnov, and D. Zayarny, Appl. Surf. Sci. **425**,170 (2017).
31. С. И. Анисимов, Б. С. Лукьянчук, УФН **172**(3), 301 (2002).
32. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, А. Ф. Бункин, В. Н. Леднев, С. М. Першин, ЖЭТФ **143**, 403 (2013).
33. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов, *Физические величины*, Энергоатомиздат, М. (1991).
34. W. Lauterborn and T. Kurz, Rep. Prog. Phys. **73**, 106501 (2010).
35. S. Besner, J.-Y. Degorce, A. V. Kabashin, and M. Meunier, Appl. Surf. Sci. **247**, 163 (2005).
36. И. А. Артюков, Д. А. Заярный, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров, П. Н. Салтуганов, Письма в ЖЭТФ **99**, 54 (2014).
37. B. Neuenschwander, B. Jaeggi, and M. Schmid, Phys. Procedia **56**, 1047 (2014).
38. G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys, B. Voisiat, and M. Gedvilas, Journal of Laser Micro/Nanoengineering **9**, 186 (2009).
39. A. Kanitz, J. S. Hoppius, M. Fiebrandt, P. Awakowicz, C. Esen, A. Ostendorf, and E. L. Gurevich, Appl. Phys. A **123**, 674 (2017).
40. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, В. Н. Леднев, С. М. Першин, ЖЭТФ **148**, 846 (2015).
41. S. I. Kudryashov, I. N. Saraeva, V. N. Lednev, S. M. Pershin, A. A. Rudenko, and A. A. Ionin, Appl. Phys. Lett. **112**, 203101 (2018).
42. D. S. Ivanov and B. Rethfeld, Appl. Surf. Sci. **255**, 9724 (2009).
43. S. I. Kudryashov, B. Gakovic, P. A. Danilov, S. M. Petrovic, D. Milovanovic, A. A. Rudenko, and A. A. Ionin, Appl. Phys. Lett. **112**, 023103 (2018).