Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 3, с. 147 – 153

Абляция кристаллических пластин ориентации (111) и (001) ультракороткими лазерными импульсами с вращаемой линейной поляризацией

Г. К. Красин[+1)], *М. С. Ковалев*[+*], *П. А. Данилов*[+], *Н. Г. Сцепуро*[+], *Е. А. Олейничук*[+], *С. А. Бибичева*[+*], *В. П. Мартовицкий*[+], *С. И. Кудряшов*[+]

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

[*]*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 июня 2021 г.
После переработки 25 июня 2021 г.
Принята к публикации 25 июня 2021 г.

Впервые проведены исследования зависимости пороговой плотности энергии абляции поверхности таких кристаллических материалов, как кремний и алмаз (с ориентациями (001) и (111)) от направления линейной поляризации ультракоротких импульсов различной длительности (0.3–3.3 пс) с длиной волны 515 нм. Полученные значения пороговой плотности энергии абляции $F_{\rm abl}$ демонстрируют для всех ориентированных пластин заметную зависимость от азимута поляризации лазерных импульсов для всех трех длительностей. Азимутальная модуляция величины $F_{\rm abl}$ составляет от 30 до 90 % и связывается с шириной зонной щели для разных кристаллографических направлений этих кристаллических материалов, проявляющейся, когда лазерная поляризация совпадает с этими направлениями. Полученные результаты позволят оптимизировать параметры поляризации ультракоротких лазерных импульсов для обработки различных кристаллических материалов.

DOI: 10.31857/S1234567821150015

1. Поверхностное и объемное структурирование различных материалов ультракороткими лазерными импульсами находит широкое применение в разнообразных приложениях науки и техники [1], в том числе для записи волноводов [2], производства двулучепреломляющих элементов [3, 4], формирования метаповерхностей и наноструктур [5–8], активно развивающейся 5D optical data storage, в которой генерируются массивы нанополостей или периодических нанорешеток [9, 10]. Очевидно, что одной из эффективных технологий нано- и микроструктурирования различных материалов является прямая нано-, пико- и фемтосекундная лазерная запись [11–15] при различных геометриях фокусировки, формирующая большое количество разнообразных поверхностных структур, каждая из которых может быть связана с различными механизмами взаимодействия лазерного излучения с материалом.

Ранее были проведены многочленные исследования, связанные, в том числе, и со средой, в которой происходит обработка материала, например, воздух, вода, CS_2 [16, 17]. Поверхностная и объемная модификация в жидкой среде позволяет обеспечить лучшее рассеяние тепла, что приводит к лучшему охлаждению образца и, следовательно, уменьшает связанные с нагревом повреждения, а также позволяет уменьшить загрязнение поверхности продуктами абляции [18–20]. Другим применением абляции в жидких средах под действием ультракоротких импульсов (УКИ) является получение коллоидных растворов наночастиц различных материалов [21, 22].

С другой стороны, основными параметрами взаимодействия УКИ с материалом выступают сами характеристики лазерного излучения – длина волны, длительность импульсов, их энергия и частота следования [23, 24]. В то же время поглощение излучения материалом зависит и от состояния его поляризации [25–27]. Как известно, порог разрушения материала будет разным для линейной и круговой поляризаций воздействующего на материал ультракороткого лазерного импульса [28], что объясняется различным “сечением поглощения” для данных состояний поляризаций [29, 30]. В работах [25–27] сообщается, что для многофотонного поглощения использование линейно-поляризованного излучения наиболее оптимально. Эксперименты показали, что при использовании в качестве фокусирующей системы объективов с числовыми апертурами $\mathrm{NA} < 0.4$ порог модифика-

[1)]e-mail: krasingk@lebedev.ru

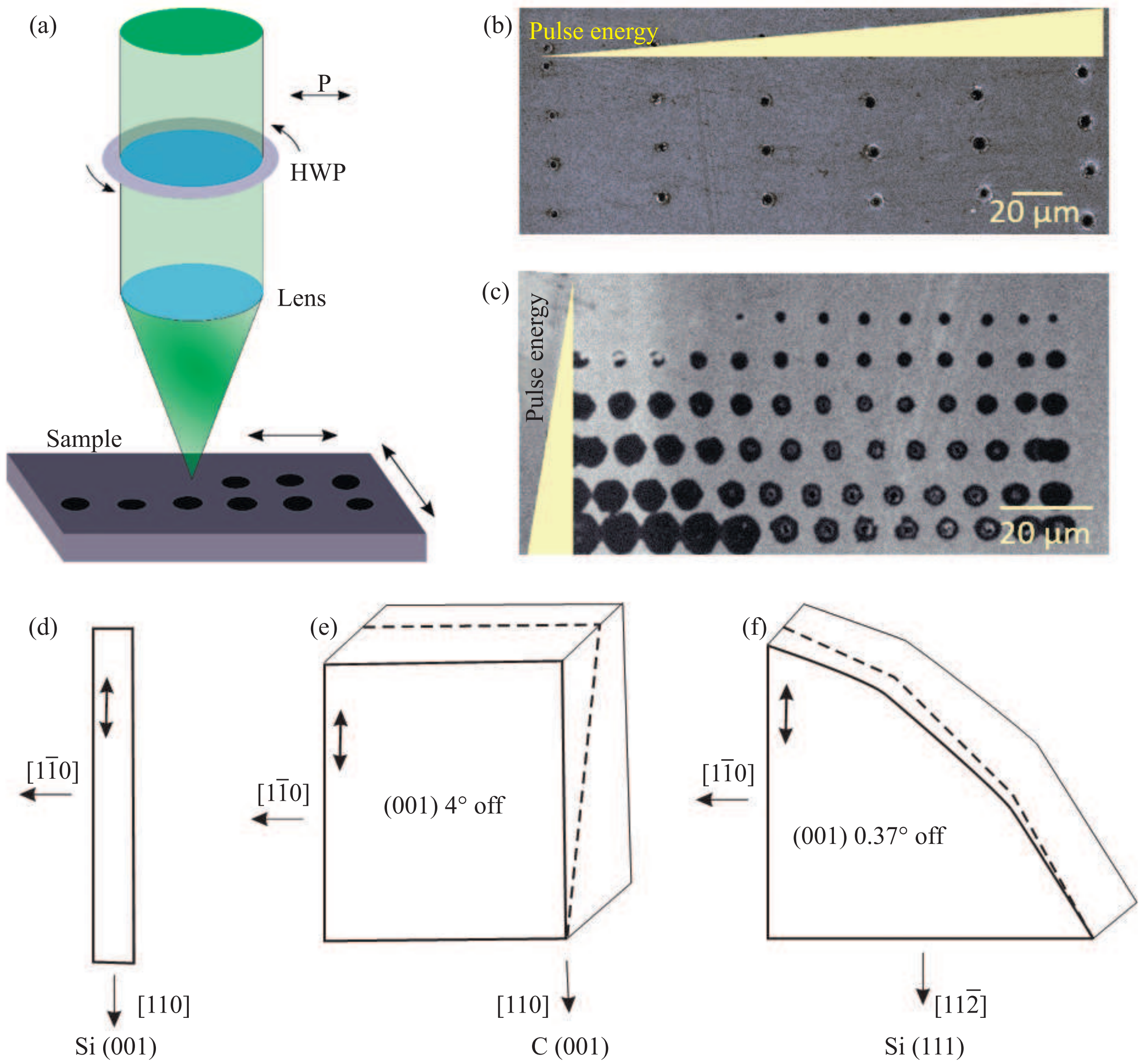

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная схема для создания кратеров на поверхности образцов. СЭМ снимки кремниевой (b) и алмазной (c) пластин (001) (вид сверху) с полученными кратерами при постоянном азимуте линейной поляризации и различных энергиях лазерных импульсов. (d) и (e) – Кристаллографические плоскости и направления пластин с ориентацией (001) для кремния и алмаза соответственно. Двойной стрелкой показано направление сканирования поверхности

ции ниже для круговой поляризации, а для $NA > 0.4$ для линейной [28]. Также были проведены исследования по обработке кристаллических материалов, в том числе сапфира и кремния, с различными ориентациями плоскостей [31, 32]. Однако не был проведен систематический анализ влияния взаимной ориентации кристаллографических плоскостей и осей материала и состояния поляризации падающего излучения на процесс его модификации.

В данной статье представлен систематический анализ абляции пластин кремния и алмаза с ориентациями (111) и (001) под воздействием УКИ с различным азимутом линейной поляризации. Исследование, предложенное в работе, позволяет повысить эффективность абляции кристаллических материалов путем оптимизации параметров лазерного излучения.

2. В качестве источника излучения использовался фемтосекундный лазер Satsuma с длиной волны второй гармоники $\lambda_{\text{las}} = 515$ нм, линейной горизонтальной поляризацией излучения на выходе, варьируемой длительностью импульса $\tau \approx 0.3{-}3.3$ пс и максимальной энергией в импульсе $E_{\max} = 3.3$ мкДж в TEM00. Лазерное излучение фокусировалось на по-

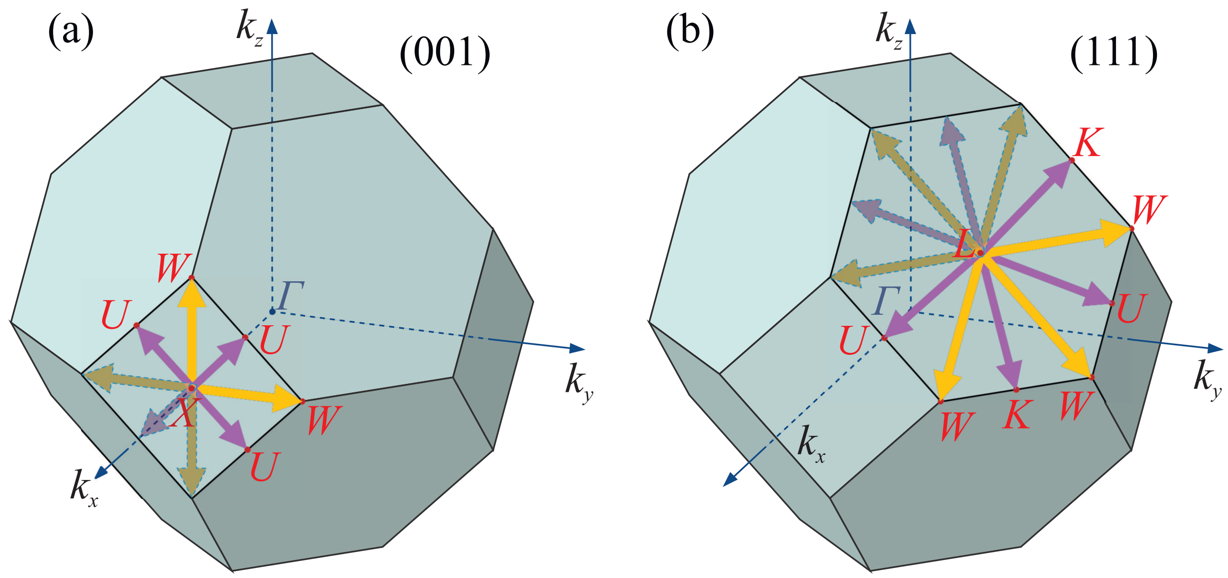

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Первая зона Брюллиэна для кубической решетки кристалла, показывающая возможные направления для плоскости (001) (a) и для плоскости (111) (b). Сплошными линиями показаны различные кристаллографические направления, вдоль которых была ориентирована поляризация падающего излучения. Пунктиром показаны остальные направления, не задействованные в данной работе. Сиреневым цветом обозначены направления с минимальной шириной зонной щели, оранжевым – с максимальной шириной

верхность кремниевых и алмазных пластин с кристаллографическими ориентациями (111) и (001) толщиной 500 мкм и полированной передней поверхностью с помощью микрообъектива с числовой апертурой $\mathrm{NA} = 0.65$ в пятно с радиусом $R_{1/e} \approx 0.6$ мкм (рис. 1a). Образец размещался на трехкоординатной моторизированной платформе (Standa) и в рамках одной серии (участка рис. 1b, c) перемещался линейно со скоростью 12 мкм/с и шагом перемещения 0.6 мкм. Облучение поверхности кремния происходило с частотой следования импульсов, равной 1 Гц (локальная экспозиция 1 импульс в точку) и энергией импульсов в диапазоне 0.02–1 мкДж. Для управления состоянием поляризации излучения, падающего на образец, в схему была введена фазовая линейная пластинка $\lambda/2$ (рис. 1a). С помощью пластинки осуществлялся поворот азимута поляризации возбуждающего излучения в диапазоне $0-180°$ для анализа влияния состояния поляризации на поверхностные эффекты в кремниевых и алмазных пластинах различных кристаллографических ориентаций.

Предварительно перед проведением экспериментов с помощью рентгеноструктурного анализа были определены кристаллографические плоскости и направления осей образов кремния и алмаза на установке рентгеновской дифракции Panalytical X'Pert Pro MRD Extended. В начале эксперимента направление поляризации лазерного излучения было ориентировано вдоль оси $[1\bar{1}0]$ (азимутальный угол $0°$), которое являлось общим для всех образцов (рис. 1d, e, f). Таким образом, изначальное направление поляризации было ориентировано параллельно направлению сканирования при обработке всех образцов. Дополнительно на рис. 2 представлена первая зона Бриллюэна кубической гранецентрированной решетки для граней алмаза и кремния (001) и (111). Различные кристаллографические направления, вдоль которых была ориентирована поляризация падающего излучения во время эксперимента, показаны сплошными линиями, остальные возможные, но не использованные направления отражены пунктиром.

3. На основании сделанных на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) снимков для одноимпульсных кратеров на поверхности пластин кремния и алмаза были проанализированы их характерные размеры и соответствующие пороги абляции. Для этого использовалась методика Лиу для зависимости R^2–$\ln E$ [33], где наклон кривой R^2_{abl} показывает квадрат радиуса фокального пятна по уровню $1/e$, тогда как смещение кривой по оси абсцисс эквивалентно логарифму пороговой энергии абляции E_{abl}. Пороговая плотность энергии абляции может быть рассчитана

$$F_{\mathrm{abl}} = E_{\mathrm{abl}}/\pi R^2_{\mathrm{abl}}. \qquad (1)$$

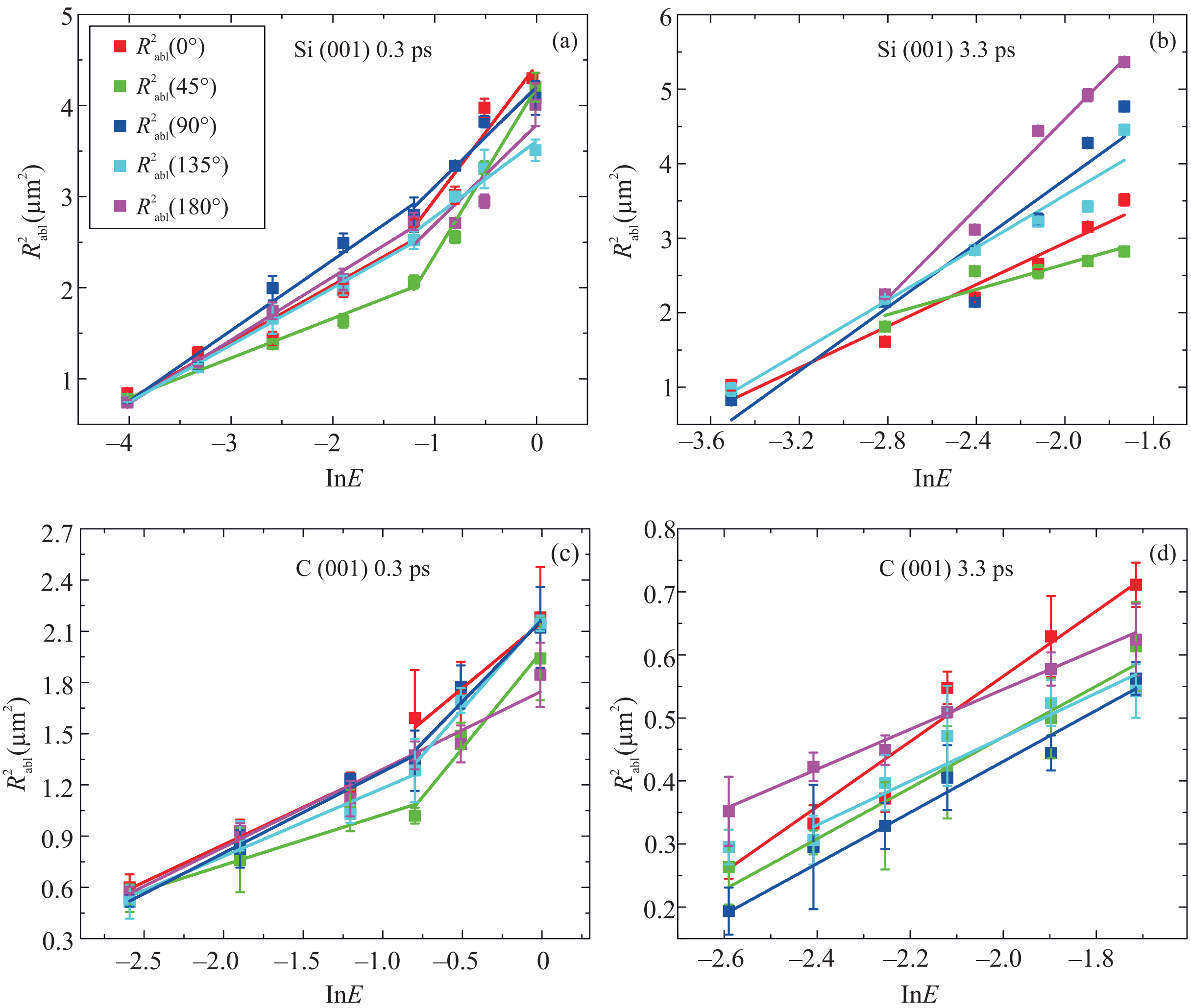

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости $R^2_{\mathrm{abl}} - \ln E$ для пластины Si (001) для длительностей УКИ $\tau \approx 0.3$ пс (a) и 3.3 пс (b). Аналогичные зависимости для пластины C (001) для длительностей УКИ $\tau \approx 0.3$ пс (c) и 3.3 пс (d) соответственно. Цветными линиями показаны зависимости $R^2_{\mathrm{abl}} - \ln E$ для разных ориентаций азимута поляризации падающего излучения

Полученные зависимости квадрата радиуса кратеров от логарифма энергии лазерных импульсов варьируемой длительности (рис. 3), а также различный наклон этих экспериментальных кривых для разных направлений азимута поляризации падающего излучения позволяют говорить о том, что для каждого из состояний поляризации в механизме абляции возможно преобладание различных нелинейных эффектов (появление плазмы на поверхности, ионизация среды и т.д.) [34].

Так, например, для абляции пластин (001) под воздействием УКИ фемтосекундной длительности ($\tau \approx 0.3$ пс) прослеживаются 2 различных интервала кривых $R^2 - \ln E$ (рис. 3a, c), говорящие о различном механизме процессов абляции поверхности. Так, при абляции пластины кремния (001), с азимутом линейной поляризации, равным $\alpha = 30°$, импульсами с малой энергией (18–150 нДж) наклон кривых составил $R^2_{\mathrm{abl}} = 0.44 \pm 0.03$ мкм^2, в то время как для области с более высокой энергией импульсов (300–960 нДж) $R^2_{\mathrm{abl}} = 0.7 \pm 0.1$ мкм^2. Для пикосекундной длительности импульсов ($\tau \approx 1.0$ и 3.3 пс) наблюдалась только одна кривая (рис. 3b, d).

Далее в ходе работы была определена пороговая плотность энергии абляции F_{abl} по формуле (1) для различных направлений азимута поляризации возбуждающего излучения. Измеренные значения F_{abl} демонстрируют для всех пластин заметную зависимость от азимута поляризации УКИ для трех длительностей лазерных импульсов (рис. 4). Для минимальных длительностей 0.3 и 1.0 пс в случае кремниевой пластины (рис. 4a, b) эти пороги довольно

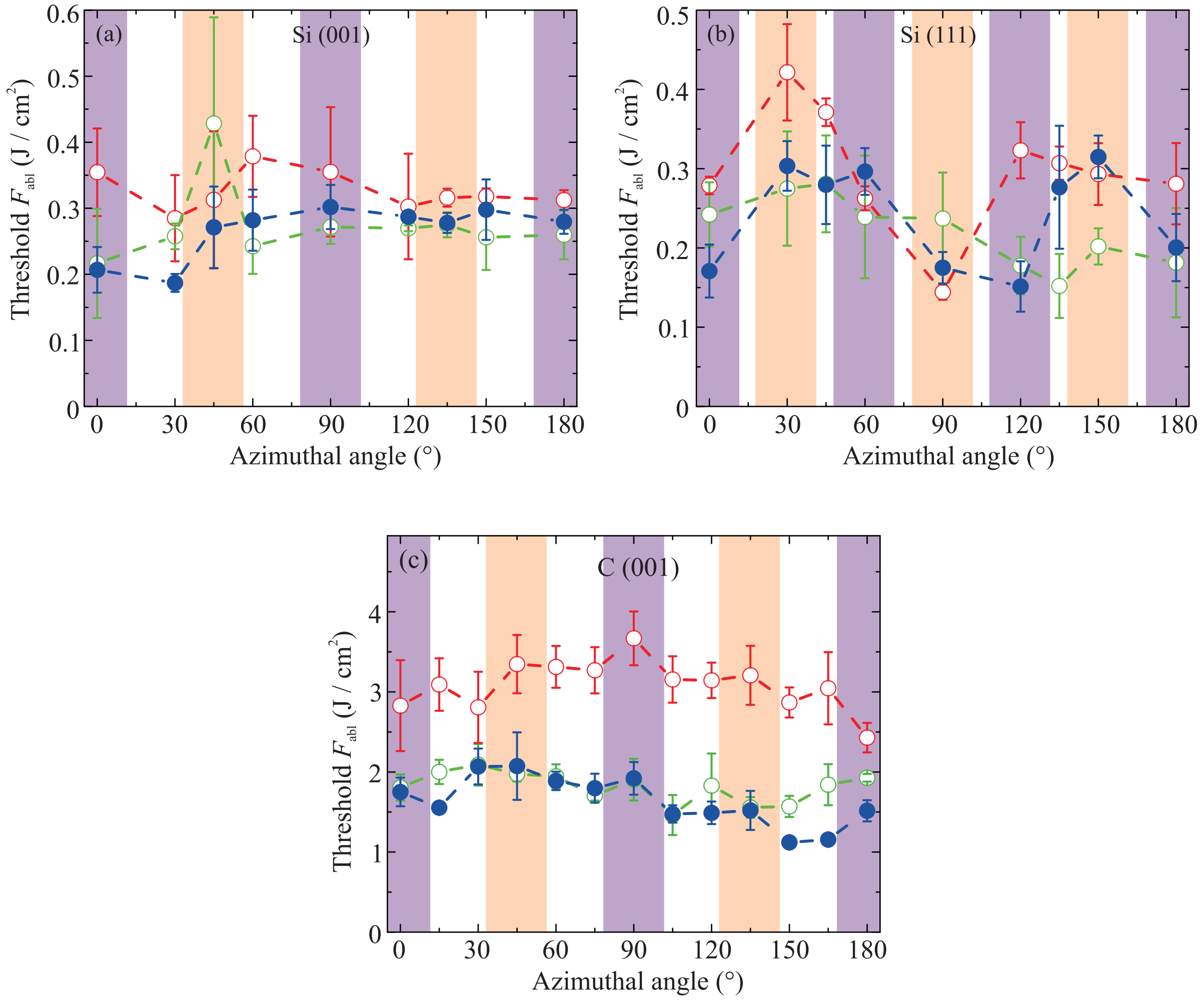

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости пороговой плотности энергии абляции $F_{\rm abl}$ от направления азимута поляризации УКИ для трех длительностей лазерных импульсов для пластин Si (001) (a), Si (111) (b) и C (001) (c), соответственно. Синими линиями показаны зависимости для $\tau \approx 0.3$ пс, зелеными – для $\tau \approx 1.1$ пс, красными – для $\tau \approx 3.3$ пс. Вертикальные области сиреневого ($E_{\rm U,K}$) и оранжевого ($E_{\rm W}$) цветов показывают ширину зонной щели в зависимости от поворота азимута поляризации

немонотонно меняются как функция азимута поляризации УКИ в зависимости от их длительности – от значения $F_{\rm min} = 0.15 \pm 0.03$ Дж/см^2 до $F_{\rm max} = 0.30 \pm 0.03$ Дж/см^2. В случае $\tau \approx 3.3$ пс эти пороги возрастают/убывают на всем промежутке изменения азимута поляризации от $F_{\rm max} = 0.42 \pm 0.06$ Дж/см^2 (30°) до $F_{\rm min} = 0.14 \pm 0.01$ Дж/см^2 (90°) для Si (111) и от $F_{\rm max} = 0.38 \pm 0.06$ Дж/см^2 (60°) до $F_{\rm min} = 0.28 \pm 0.07$ Дж/см^2 (180°) для пластины Si (001). Полученные значения хорошо согласуются с прошлыми работами, например, в [17] значения $F_{\rm abl}$ лежат в диапазоне 0.28–0.38 Дж/см^2 для абляции в воздухе, что идентично полученным значениям для пластины (001) для длительности УКИ 3.3 пс. Однако для пластины (111) и той же длительности УКИ, а также для обеих пластин и длительности УКИ 0.3 и 1.0 пс, минимальное значение составило $F_{\rm min} = 0.14$–0.15 Дж/см^2, что в целом в 2 раза ниже порогов плотности энергии абляции, полученных в предыдущих работах.

Изменение в пороговой плотности энергии абляции $F_{\rm abl}$ ассоциируется с различной шириной зонной щели, которая для кремния составляет $E_{\rm U,K} \approx 3.5$ эВ по направлению [110] (оранжевая область на рис. 4a, b) и $E_{\rm W} \approx 8$ эВ по направлению [112] (сиреневая область на рис. 4a, b) [35]. С точки зрения модуляции $F_{\rm abl}$ наибольший интерес представляет пластина Si (111). Действительно, на графике (рис. 4b) для азимута поляризации 30°, соответствующего направлению [112], наблюдается абсолютный максимум для всех трех длительностей УКИ, за ним следует локальный минимум (60°), соответствующий

Таблица 1. Экспериментальные значения $R_{\rm abl}$ и $F_{\rm abl}$ для пластин Si (001) и C (001)

	Si (001)				C (001)			
	$\tau \approx 0.3$ пс		$\tau \approx 3.3$ пс		$\tau \approx 0.3$ пс		$\tau \approx 3.3$ пс	
α (°)	$F_{\rm abl}$ (Дж/см^2)	$R_{\rm abl}$ (мкм)	$F_{\rm abl}$ (Дж/см^2)	$R_{\rm abl}$ (мкм)	$F_{\rm abl}$ (Дж/см^2)	$R_{\rm abl}$ (мкм)	$F_{\rm abl}$ (Дж/см^2)	$R_{\rm abl}$ (мкм)
0	0.21 ± 0.03	0.7 ± 0.1	0.35 ± 0.07	1.0 ± 0.2	1.8 ± 0.2	0.78 ± 0.08	2.8 ± 0.6	0.7 ± 0.2
45	0.27 ± 0.06	0.9 ± 0.2	0.31 ± 0.10	1.1 ± 0.5	2.1 ± 0.4	0.7 ± 0.1	3.3 ± 0.4	0.63 ± 0.07
90	0.30 ± 0.03	0.9 ± 0.1	0.36 ± 0.10	1.3 ± 0.3	1.9 ± 0.2	0.78 ± 0.08	3.7 ± 0.3	0.64 ± 0.06
135	0.28 ± 0.02	0.78 ± 0.04	0.32 ± 0.01	1.28 ± 0.06	1.5 ± 0.2	0.6 ± 0.1	3.2 ± 0.4	0.64 ± 0.09
180	0.28 ± 0.02	0.81 ± 0.05	0.31 ± 0.02	1.26 ± 0.07	1.5 ± 0.1	0.67 ± 0.06	2.4 ± 0.2	0.56 ± 0.04

направлению [110]. Далее для значений азимута поляризации в диапазоне 60−120° экспериментальная кривая несколько отступает от теоретической и снова приобретает ожидаемый вид для значений 135° и более.

В отличие же от кремниевой пластины, порог абляции для алмазной пластины с ориентацией (001) сильно отличается при длительности воздействия в 3.3 от 0.3 и 1.0 пс, что продемонстрировано на рис. 4c и может быть связано как с нелинейными эффектами при фотовозбуждении алмаза, так и с транспортом электрон-дырочной плазмы или энергии в течение лазерного импульса. Действительно, величины порогов на всем промежутке изменения азимута поляризации для $\tau \approx 3.3$ пс лежат в диапазоне от значения $F_{\rm min} = 2.4 \pm 0.2$ Дж/см^2 (180°) до почти $F_{\rm max} = 3.7 \pm 0.3$ Дж/см^2 (90°). В то же время при длительностях в 0.3 и 1 пс порог абляции незначительно меняется в пределах $F_{\rm min} = 1.12 \pm 0.05 - F_{\rm max} = 2.1 \pm 0.2$ Дж/см^2. Однако, в целом, для данного образца не наблюдалось сильно выраженной модуляции $F_{\rm abl}$. Это можно связать с тем, что для алмаза соотношение ширины зонной щели между направлениями [110] и [112] гораздо меньше, чем для кремния. Так $E_{\rm U,K} \approx 16.9$ эВ (сиреневая область на рис. 4c), в то время как $E_{\rm W} \approx 20$ эВ [36] (оранжевая область на рис. 4c). Более подробные данные по радиусам кратеров $R_{\rm abl}$ и пороговой плотности энергии абляции $F_{\rm abl}$, в зависимости от угла азимута поляризации α для длительностей $\tau = 0.3$ и 3.3 пс приведены в табл. 1.

В азимутальных зависимостях характерных размеров и пороговых плотностей энергии могут проявляться различные (многофотонный, ударный) механизмы фотоионизации и вложения энергии в данных диэлектриках, управляемые шириной зонной щели, тогда как кристаллографические различия в других – например, механических или теплофизических – физических свойствах проявились бы скорее в анизотропии формы кратеров, чего в данной работе не наблюдалось. С другой стороны, в указанных азимутальных зависимостях для больших длительностей УКИ могут проявляться динамические эффекты безынерционной электронной и субпикосекундной фононной перенормировки ширины запрещенной зоны [37, 38], а также субпикосекундное "нетермическое" разупорядочивание полупроводников (в том числе – кремния [39–41]).

4. В заключение, впервые систематически исследованы зависимости пороговой плотности энергии абляции поверхности кремния и алмаза (с ориентациями (001) и (111)) от направления линейной поляризации УКИ на длине волны 515 нм с длительностями 0.3, 1 и 3.3 пс относительно кристаллографических осей, для которых характерны отличные значения ширины зонной щели. Полученные значения пороговой плотности энергии абляции $F_{\rm abl}$ демонстрируют для всех пластин заметную немонотонную зависимость от азимута поляризации лазерных импульсов для всех трех длительностей, коррелирующую с ориентацией поляризации в зоне Бриллюэна. Полученные результаты позволят в будущем учитывать поляризацию ультракоротких лазерных импульсов для более эффективной обработки различных кристаллических материалов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 21-79-30063).

1. M. Malinauskas, A. Žukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas, and S. Juodkazis, Light Sci. Appl. **5**, e16133 (2016).
2. F.Chen and J. R. Vazquez de Aldana, *Laser Micro-Nano-Manufacturing and 3D Microprinting*, **309**, 185 (Springer Nature Switzerland AG, Cham, 2020).
3. A. Cerkauskaite, R. Drevinskas, P. G. Kazansky, and A. O. Rybaltovskii, Opt. Express **25**, 8011 (2017).
4. A. E. Rupasov, P. A. Danilov, M. P. Smaev, M. S. Kovalev, A. S. Zolot'ko, A. A. Ionin, and S. I. Kudryashov, Optics and Spectroscopy **128**, 928 (2020).

5. A. J. Traverso, J. Huang, T. Peyronel, G. Yang, T. G. Tiecke, and M. H. Mikkelsen, Optica **8**, 202 (2021).
6. V. Kesaev, A. Nastulyavichus, S. Kudryashov, M. Kovalev, N. Stsepuro, and G. Krasin, Opt. Mater. Express **11**, 1971 (2021).
7. S. I. Kudryashov, T. Pflug, N. I. Busleev, M. Olbrich, A. Horn, M. S. Kovalev, and N. G. Stsepuro, Opt. Mater. Express **11**, 1 (2020).
8. R. Zazo, J. Solis, R. Ariza, R. Serna, and J. Siegel, Appl. Surf. Sci. **520**, 146307 (2020).
9. S. Lin, H. Lin, C. Ma, Y. Cheng, S. Ye, F. Lin, R. Li, J. Xu, and Y. Wang, Light Sci. Appl. **9**, 22 (2020).
10. S. S. Fedotov, A. S. Lipatiev, M. Yu. Presniakov, G. Yu. Shakhgildyan, A. G. Okhrimchuk, S. V. Lotarev, and V. N. Sigaev, Appl. Opt. **57**, 978 (2018).
11. B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tünnermann, Appl. Phys. A **63**, 109 (1996).
12. C. Liu, X. L. Mao, S. S. Mao, X. Zeng, R. Greif, and R. E. Russo, Anal. Chem. **76**, 379 (2004).
13. K.-H. Leitz, B. Redlingshofer, Y. Reg, A. Otto, and M. Schmidt, Phys. Procedia **12**, 230 (2011).
14. 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, Opt. Lett. **42**, 2838 (2017).
15. E. V. Golosov, L. I. Emel'yanov, A. A. Ionin, Yu. R. Kolobov, S. I. Kudryashov, A. E. Ligachev, Yu. N. Novoselov, L. V. Seleznev, and D. V. Sinitsyn, JETP Lett. **90**, 107 (2009).
16. S. I. Kudryashov, A. A. Nastulyavichus, I. N. Saraeva, A. A. Rudenko, D. A. Zayarny, and A. A. Ionin, Appl. Surf. Sci. **519**, 146204 (2020).
17. N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, A. A. Rudenko, A. A. Ionin, and A. A. Nastulyavichus, JETP Lett. **108**, 368 (2018).
18. X. Zhao and Y. C. Shin, Appl. Phys. Lett. **105**, 111907 (2014).
19. S. K. Sundaram and E. Mazur, Nature Mater. **1**, 217 (2002).
20. N. Krstulović, S. Shannon, R. Stefanuik, and C. Fanara, Int. J. Adv. Manuf. Technol. **69**, 1765 (2013).
21. S. Barcikowski, A. Hahn, A. Kabashin, and B. N. Chichkov, Appl. Phys. A **87**, 47 (2007).
22. D. Zhang, B. Gökce, and S. Barcikowski, Chem. Rev. **117**, 3990 (2017).
23. D. A. Zayarny, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. A. Kuchmizhak, O. B. Vitrik, and Yu. N. Kulchin, JETP Lett. **103**, 752 (2016).
24. S. I. Kudryashov, A. O. Levchenko, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, A. E. Rupasov, R. A. Khmel'nitskii, O. E. Koval'chuk, and A. A. Ionin, JETP Lett. **112**, 579 (2020).
25. A. P. Joglekar, H. Liu, E. Meyhöfer, G. Mourou, and A. J. Hunt, Proc. Natl. Acad. Sci. **101**, 5856 (2004).
26. H. R. Reiss, Phys. Rev. Lett. **29**(17), 1129 (1972).
27. L. A. Lompre, G. Mainfray, C. Manus, and J. Thebault, Phys. Rev. A **15**, 1604 (1977).
28. D. Liu, Y. Li, M. Liu, H. Yang, and Q. Gong, Appl. Phys. B **91**, 597 (2008).
29. D. J. Little, M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall, J. M. Dawes, and M. J. Withford, Opt. Express **16**, 20029 (2008).
30. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, A. El-Khamhawy, and D. von der Linde, Phys. Rev. Lett. **97**, 23 (2006).
31. Q. Wen, P. Zhang, G. Cheng, F. Jiang, and X. Lu, Ceram. Int. **45**, 23501 (2019).
32. X. Zhang, L. Zhang, S. Mironov, R. Xiao, L. Guo, and T. Huang, Appl. Phys. A **127**, 196 (2021).
33. J. M. Liu, Opt. Lett. **7**, 196 (1982).
34. P. A. Danilov, D. A. Zayarnyi, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. A. Rudenko, V. I. Yurovskikh, Yu. N. Kulchin, O. B. Vitrik, A. A. Kuchmizhak, E. A. Drozdova, and S. B. Odinokov, Quantum Electronics **44**, 540 (2014).
35. D. A. Papaconstantopoulos, M. J. Mehl, S. C. Erwin, and M. R. Pederson, MRS Proc. **491**, 221 (1997).
36. *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Springer-Verlag, Berlin (1982).
37. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, A. F. Bunkin, V. N. Lednev, and S. M. Pershin, JETP **116**, 347 (2013).
38. P. A. Danilov, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. A. Rudenko, P. N. Saltuganov, L. V. Seleznev, V. I. Yurovskikh, D. A. Zayarny, and T. Apostolova, JETP **120**, 946 (2015).
39. C. V. Shank, R. Yen, and C. Hirlimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 900 (1983).
40. H. W. Tom, G. D. Aumiller, and C. H. Brito-Cruz, Phys. Rev. Lett. **60**, 1438 (1988).
41. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, and D. von der Linde, Phys. Rev. B **51**, 14186 (1995).