

# ДИАЭЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АЛЮМИНИИ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НАНОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

Г. В. Афонин<sup>a</sup>, В. Ю. Железнов<sup>b</sup>, Т. В. Малинский<sup>b</sup>, С. И. Миколуцкий<sup>b</sup>, В. Е. Роголин<sup>b</sup>,  
Ю. В. Хомич<sup>b</sup>, Н. П. Кобелев<sup>c</sup>, В. А. Хоник<sup>a\*</sup>

<sup>a</sup> Воронежский государственный педагогический университет  
394043, Воронеж, Россия

<sup>b</sup> Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук  
Санкт-Петербург

<sup>c</sup> Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 3 июля 2024 г.,  
после переработки 7 октября 2024 г.  
Принята к публикации 8 октября 2024 г.

Показано, что воздействие на монокристаллический алюминий наносекундными импульсами ультрафиолетового лазера, вызывающее его поверхностное плавление, вызывает снижение всех резонансных частот спектра ультразвуковых колебаний образца. Модуль сдвига при этом уменьшается от 0.87% до 1.45% с ростом плотности падающего излучения от 1.1 Дж/см<sup>2</sup> до 5.3 Дж/см<sup>2</sup>. Последующий нагрев до предплавильных температур вызывает восстановление модуля сдвига до исходного значения. Аргументируется гипотеза о том, что обнаруженный диаэластический эффект обусловлен межзельными атомами в гантельной конфигурации, формирующимися в поверхностном слое в результате плавления и сохраняющимися в этом слое в твердом состоянии за счет высокой скорости его охлаждения. Обсуждаются возможности других интерпретаций обнаруженного эффекта.

DOI: 10.31857/S0044451025010079

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная обработка является одним из наиболее перспективных и востребованных способов модификации физических свойств материалов. Использование коротких лазерных импульсов позволяет получить высокие скорости нагрева и охлаждения при поверхностного слоя материала [1]. Оказывается, что поведение твердых тел при быстропотекающих процессах значительно изменяется. При этом возможно кардинальное изменение свойств, что позволяет получать материалы с новыми механическими, электрическими и оптическими свойствами. Импульсные лазеры являются удобным инструментом для экспериментальных исследований при создании новых материалов и изучения их свойств [2]. По-

лученные с их помощью результаты дают широкие возможности для углубленного понимания таких явлений, как фазовые переходы, рекристаллизация, образование структурных дефектов, аморфизация и др. [3, 4].

Отдельный интерес представляет использование лазерных импульсов длительностью порядка 10 нс с плотностью энергии в несколько Дж/см<sup>2</sup>, приводящее к плавлению поверхностного слоя вещества за время действия импульса. Остывание этого слоя происходит в течение времени, сопоставимого с длительностью импульса [5, 6], а скорость охлаждения при использовании наносекундных импульсов может достигать 10<sup>10</sup> К/с [7]. В случае чистого металла такая скорость охлаждения недостаточна для формирования некристаллического слоя (например, чистые ванадий и тантал стеклуются при скорости закалки приблизительно 10<sup>14</sup> К/с [8]; есть основания считать, что стеклование моноатомных метал-

\* E-mail: v.a.khonik@yandex.ru

лов реализуемо в принципе [9]), однако очевидно, что его дефектная структура претерпит существенные изменения. При этом можно ожидать изменения макроскопических упругих характеристик поскольку механические свойства кристаллов во многом определяются его дефектной структурой. Такая схема эксперимента была реализована в настоящей работе. Объектом изучения был выбран чистый монокристаллический алюминий, подвергнутый действию наносекундных импульсов ультрафиолетового лазера, что вызывало плавление поверхностного слоя и его последующее охлаждение (закалку) с высокой скоростью.

Исходная мотивация этой работы состояла в следующем. Известная межузельная теория Гранато аргументирует утверждение о том, что плавление металлов есть результат лавинообразной генерации межузельных атомов в гантельной конфигурации (межузельных гантелей), приводящей к сильному снижению модуля сдвига и дестабилизации кристаллической решетки [10, 11]. Применение этой теории для случая многокомпонентных металлических стекол дает очень хорошие результаты, позволяя количественно интерпретировать изменения их свойств при термообработке в твердом некристаллическом состоянии и проследить связь этих изменений со свойствами расплава и материнского кристалла [11]. Однако, информация о степени применимости этих представлений для случая чистых металлов весьма ограничена.

Во-первых, было показано, что монокристаллический алюминий в предплавильной области демонстрирует вполне измеримый диаэластический эффект - снижение модуля сдвига сверх стандартного чисто ангармонического уменьшения, что свидетельствует о значительном росте концентрации межузельных гантелей по мере приближения к температуре плавления [12]. Аналогичная ситуация имеет место и в поликристаллическом индии [13]. Во-вторых, было установлено, что наблюдаемый предплавильный нелинейный рост теплоемкости алюминия может быть также обусловлен интенсивной генерацией межузельных гантелей [14]. Наконец, в третьих, около 70% полной энтропии плавления алюминия (и, соответственно, теплоты плавления), наблюдаемой в эксперименте, может быть интерпретировано как результат генерации межузельных гантелей при температуре плавления [15].

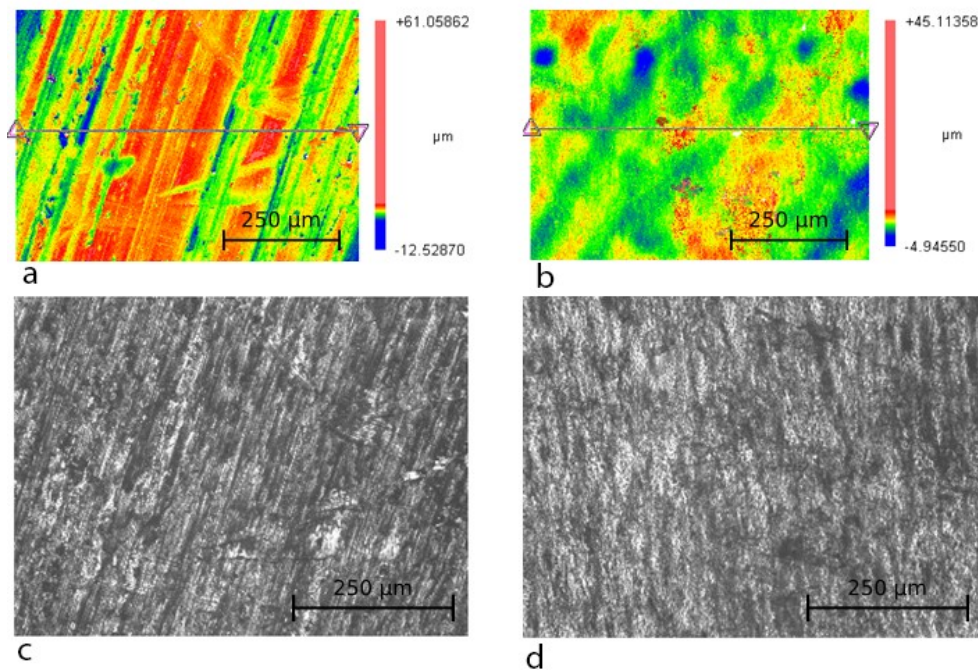
Исходя из этой информации можно было предположить, что лазерное поверхностное плавление алю-

миния вызовет большой рост концентрации дефектов типа межузельных гантелей в расплаве, а последующее охлаждение с высокой скоростью «заморозит» их в твердом кристаллическом состоянии. Вмороженные межузельные гантели вызовут появление измеримого диаэластического эффекта, по величине которого можно судить о концентрации этих дефектов в расплаве. Впрочем, возможны и другие механизмы диаэластического эффекта, как обсуждается ниже.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались монокристаллы алюминия чистотой 99.996, выращенные модифицированным методом Бриджмена с ориентацией  $\{100\}$  вдоль оси роста. Контроль ориентации был выполнен рентгеновским методом [12]. Из выращенного кристалла далее с помощью электроискровой резки готовились образцы в виде куба со стороной  $a = (2.2 \pm 0.2)$  мм. При этом каждая грань куба была перпендикулярна направлению  $[100]$ . Образцы затем обрабатывались на шлифовальном станке абразивом зернистостью 1200 и отжигались путем нагрева до 923 К и последующего медленного охлаждения.

Обработка образцов осуществлялась сканирующим излучением лазера Optolette HR 2731 (OPOTEC Inc.), генерировавшего импульсы излучения с длиной волны 355 нм, длительностью приблизительно 10 нс при выходной энергии до 2 мДж и частоте следования импульсов 100 Гц. Калибровка лазера производилась при помощи измерителя энергии Nova II (Ophir Optronics Solutions Ltd.) с пироэлектрическим приемником PE50-SH-V2. Размер лазерного пятна в плоскости поверхности образца определялся по стандартной методике [16] путем измерения площади отпечатков, оставленных лазерными импульсами на поверхности эталона — алюминиевой пластины. Характерный диаметр лазерного пятна в настоящих экспериментах составлял 180 мкм. Обработка поверхности образца осуществлялась с помощью двухкоординатного стола, обеспечивающего перемещение образца по траектории «змейка» со скоростью 3 мм/с при расстоянии между строчками 25 мкм таким образом, чтобы соседние лазерные пятна перекрывали друг друга с коэффициентом перекрытия не менее 98 %. На каждый участок поверхности воздействовало 30 лазерных импульсов. Плотности энергии на поверхности обрабатываемых



**Рис. 1.** (Цветной онлайн) 2D-профилограммы (*a, b*) и микрофотографии поверхности (*c, d*) (оптической профилометр Zygo NewView 7300) образца S5 в исходном состоянии (*a, c*) и после обработки 30-ю импульсами УФ лазера с плотностью энергии  $5.3 \text{ Дж/см}^2$  (*b, d*)

образцов превышали порог абляции и составляли  $1.1 \text{ Дж/см}^2$ ,  $2.4 \text{ Дж/см}^2$  и  $5.3 \text{ Дж/см}^2$ . Превышение порога абляции наблюдалось визуально в виде сопутствующего плазменного факела и при анализе электронно-микроскопических снимков поверхности облученных образцов. При этом последовательно обрабатывались все шесть граней каждого кубического образца. Поверхность образцов до и после лазерного воздействия исследовалась с помощью многолучевого оптического профилометра Zygo NewView 7300.

Облученные образцы затем исследовались методом резонансной ультразвуковой спектроскопии (РУС) на установке, аналогичной описанной в [17]. Возбуждение и регистрация ультразвуковых колебаний осуществлялось пьезоэлектрическими преобразователями, поджимавшими противоположные вершины кубического образца. Специальная система рычажного типа минимизировала осевое давление пьезопреобразователей на образец, обеспечивая измерение спектра его резонансных колебаний, близкого к естественному (т. е. определяемому только свойствами образца и его геометрией). Продвинутый аппаратно-программный комплекс обработки сигналов РУС позволял регистрировать резонанс-

ные частоты колебаний образцов с высокой точностью, до единиц ppm. Всего было исследовано пять образцов в исходном состоянии и после различной лазерной обработки. Результаты исследования проиллюстрированы ниже данными по трем из них. Отметим также, что время от облучения образцов до измерений РУС на них составляло несколько недель.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1 в качестве примера показаны 2D-профилограммы (*a, b*) и микрофотографии поверхности (*c, d*) образца S5 в исходном состоянии (*a, c*) и после лазерного воздействия 30 импульсами лазера с плотностью энергии  $W_p = 5.3 \text{ Дж/см}^2$  (*b, d*). Линейные особенности морфологии в исходном состоянии (*a, c*) соответствуют следам абразивной обработки в исходном состоянии. После лазерного воздействия эти особенности исчезают (*b, d*) и на поверхности наблюдаются нерегулярные шероховатости, высота которых сопоставима с таковой до облучения. Детальные исследования с помощью сканирующего электронного микроскопа показали явное наличие поверхностного плавления. Похожая ситу-

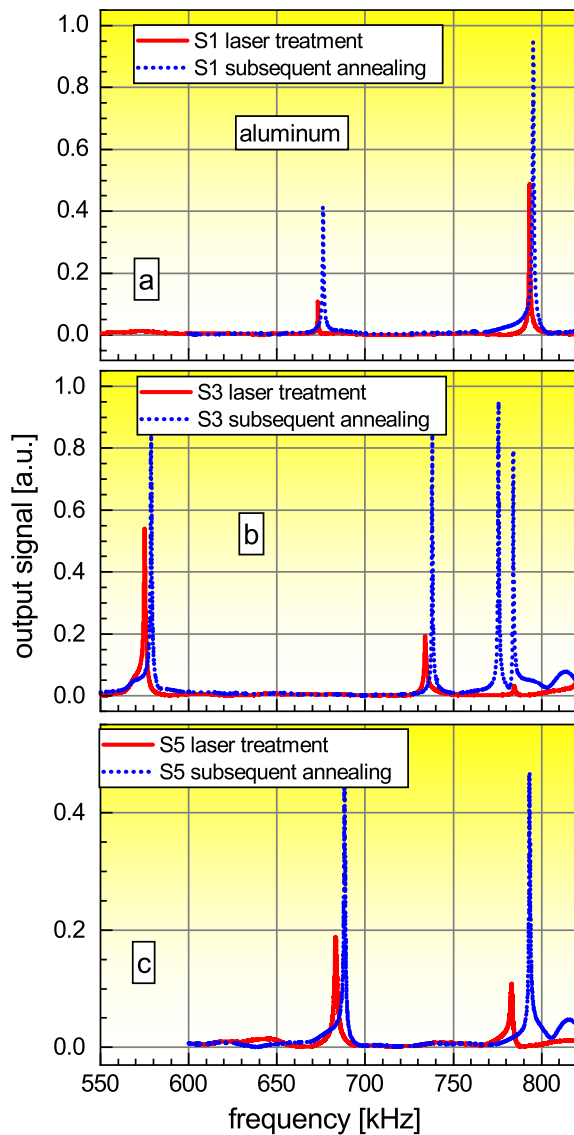


Рис. 2. (Цветной онлайн) Начальные участки спектров резонансной ультразвуковой спектроскопии образцов алюминия S1 (a), S3 (b) и S5 (c), обработанных УФ лазерными импульсами с плотностью энергии 1.1, 2.4 и 5.3 Дж/см<sup>2</sup>, соответственно. Показаны также спектры тех же образцов после нагрева до 850 К со скоростью 3 К/мин. Видно, что резонансные частоты во всех случаях после отжига увеличиваются

ация имеет место и в случае обработки с другими плотностями энергии лазера.

Спектры РУС исследованных образцов в полном диапазоне резонансных частот (500 кГц <  $f$  < 1300 кГц) имеют 10–12 пиков, отвечающих различным модулям упругости и различным интерференционным модам вследствие непараллельности граней и других геометрических

дефектов образцов. На рис. 2 показаны начальные участки спектров РУС образцов S1, S3 и S5 после лазерного воздействия энергией 1.1 Дж/см<sup>2</sup> (a), 2.4 Дж/см<sup>2</sup> (b) и 5.3 Дж/см<sup>2</sup> (c), последующего отжига посредством нагрева до 850 К и медленного охлаждения, показывающие наличие нескольких резонансов. Различия в абсолютных значениях резонансных частот для разных образцов обусловлены отличием их геометрических размеров. Видно, что резонансные частоты облученных образцов во всех случаях несколько ниже таковых, реализующихся после отжига, а высоты резонансов после отжига значительно увеличиваются, что однозначно указывает на уменьшение дефектности образцов. Как известно, наименьшая резонансная частота отвечает чисто сдвиговому колебанию и контролируется модулем сдвига  $C_{44}$  [17]. Именно этот модуль (обозначаемый как  $G$  в дальнейшем) и представляет наибольший интерес в настоящем исследовании.

В таблице представлены соответствующие модулю сдвига резонансные частоты образцов S1, S3 и S5 после лазерного воздействия ( $f_{irr}$ ) и последующего нагрева до 850 К ( $f_{ann}$ ) для трех плотностей энергии  $W_p$ . Показаны также относительные изменения модуля сдвига, рассчитанные как

$$\Delta G/G = f_{irr}^2/f_{ann}^2 - 1.$$

Как видно, модуль сдвига образца S1 после облучения энергией  $W_p = 1.1$  Дж/см<sup>2</sup> на 0.87% ниже тако-

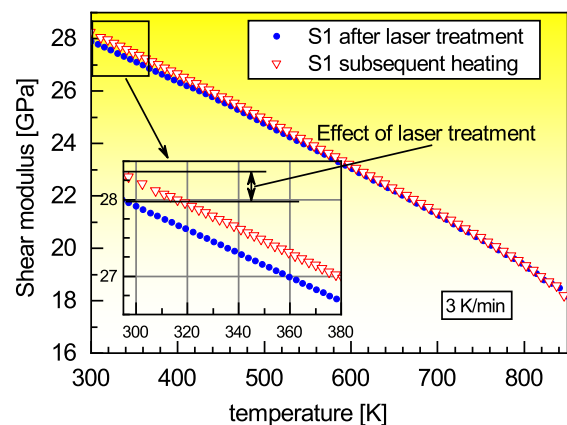


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости модуля сдвига образца S1 после лазерного воздействия и повторного нагрева до 850 К. На вставке показаны начальные участки этих зависимостей. Стрелками показано влияние лазерного воздействия на модуль сдвига отожженного образца. Видно, что нагрев до 850 К устраняет влияние лазерного воздействия на модуль сдвига

**Таблица.** Резонансные частоты сдвиговых колебаний после лазерного воздействия ( $f_{irr}$ ) и последующего нагрева до 850 К ( $f_{ann}$ ), а также соответствующие относительные изменения модуля сдвига  $\Delta G/G$  для образцов S1, S3 и S5, подвергнутых лазерному воздействию с указанными плотностями энергии  $W_p$ . Ошибка в определении резонансных частот и их изменений при отжиге составляет порядка 5 ppm

№	$W_p$ ,	$f_{irr}$ ,	$f_{ann}$ ,	$\Delta G/G$
Образец	Дж/см <sup>-2</sup>	кГц	кГц	
S1	1.1	673.20	676.16	-0.0087
S3	2.4	573.98	578.17	-0.0127
S5	5.3	683.23	688.24	-0.0145

вого после отжига. Снижение модуля после лазерного воздействия растет с энергией воздействующего излучения, так что при  $W_p = 5.3$  Дж/см<sup>2</sup> оно составляет 1.45% для образца S5. Это и есть дивергентный эффект, обсуждаемый в настоящей работе. Отметим, что этот эффект имеет место не только для модуля сдвига, но и для всех других упругих модулей, так как все резонансные частоты спектра РУС снижаются в результате лазерного воздействия (в частности, см. рис. 2). Подчеркнем, что какие-либо аналогичные данные в литературе нам неизвестны.

На рис. 3 показаны температурные зависимости модуля сдвига образца S1 после лазерного воздействия и последующего нагрева до 850 К. Видно, что значения  $G$  вблизи этой температуры совпадают, свидетельствуя об исчезновении эффекта лазерного воздействия после нагрева. При этом значение модуля сдвига при комнатной температуре становится близким к табличному [18].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Металлы, в том числе исследуемый алюминий, поглощают свет путем передачи энергии фотона электронной составляющей скин-слоя толщиной около 10 нм [19]. Передача энергии от электронной подсистемы к фононам занимает время в несколько пикосекунд. Время нагрева примерно равно длительности лазерного импульса и составляет величину порядка 10 нс. При этом при любой из реализованных энергий лазерного воздействия  $W_p$  имеет место поверхностное плавление алюминия, что подтверждается вышеупомянутыми наблюдениями поверхности облученных образцов с помощью сканирующей электронной микроскопии. Одновременно с процессом нагрева поверхности происходит отвод тепла за счет термодиффузии. За время лазерно-

го импульса материал прогревается на характерную глубину

$$L = 2\sqrt{\alpha\tau}. \quad (1)$$

Для алюминия температуропроводность  $\alpha = 8.4 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с и тогда по формуле (1) при длительности лазерного импульса  $\tau = 10$  нс получаем глубину прогрева  $L \approx 2$  мкм. После окончания лазерного импульса начинается процесс остывания нагретого участка. Время остывания определяется из уравнения [6]

$$t_c = \frac{4L^2}{\alpha\pi^2} \ln\left(\frac{8T_m}{T_0\pi^2}\right), \quad (2)$$

где  $T_m = 933$  К — температура плавления алюминия,  $T_0 = 300$  К — начальная температура. Используя выражение (2), получим время полного остывания поверхности после лазерного воздействия наносекундным импульсом  $t_c \approx 15$  нс. При этом скорость охлаждения (закалки) из жидкого состояния можно оценить как  $T_v/t_c \approx 2 \cdot 10^{11}$  К/с, где  $T_v = 2792$  К — температура испарения алюминия. Как отмечалось выше, эта скорость недостаточна для аморфизации чистого металла. Таким образом, за время около 25 нс происходят процессы перехода поверхностного слоя из кристаллического состояния в жидкое и обратно.

Следуя изложенной во введении концепции плавления простых металлов, будем считать, что в результате плавления поверхностного слоя образуется большая концентрация дефектов типа межузельных гантелей, которые в результате последующей быстрой закалки оказываются «замороженными» в кристаллическую структуру. Основная особенность межузельной гантели состоит в том, что внешнее знакопеременное механическое напряжение приводит в колебательное движение 20-30 атомов вблизи ее ядра (атомная структура этого дефекта показана

в работах [11, 20]), вызывая значительную неупругую деформацию и соответствующее снижение модуля сдвига [11, 21]. Для модуля сдвига  $G$  при наличии межузельных гантелей с концентрацией  $c_i$  межузельная теория дает [10, 21]

$$G = G_0 \exp(-\alpha\beta_i c_i), \quad (3)$$

где  $G_0$  — модуль сдвига бездефектного кристалла, безразмерная константа  $\alpha \approx 1$  и  $\beta_i$  — безразмерная сдвиговая восприимчивость. Формула (3) показывает, что, если константа  $\beta_i$  известна, то, зная модуль сдвига дефектного кристалла, можно оценить концентрацию межузельных гантелей  $c_i$  и наоборот.

Грубая оценка в приближении Ройсса показывает, что относительное изменение сдвиговой податливости всего образца  $\Delta S/S$  связано с изменением податливости проплавленного слоя  $\Delta S_{irr}/S$  соотношением

$$\Delta S/S = (\Delta S_{irr}/S)(\Delta V/V),$$

где  $\Delta V/V$  — отношение объема проплавленного слоя к объему образца. Как отмечено выше, образец проплавляется на характерную глубину  $L = 2$  мкм. Тогда доля проплавленной части кубического образца с ребром  $a$ , имеющего 6 граней, есть

$$\Delta V/V = 6L/a = 6 \cdot 2 \cdot 10^{-6} / (2.2 \cdot 10^{-3}) \approx 6 \cdot 10^{-3}.$$

Так как при малых изменениях сдвиговой упругости  $\Delta S/S = -\Delta G/G$ , с помощью таблицы получаем, что значения  $\Delta S/S$  лежат в пределах от 0.009 до 0.014, в зависимости от плотности энергии лазерного воздействия. Поскольку сдвиговая податливость равна обратному модулю сдвига, для величины  $\Delta S_{irr}/S$  получаем значения от 1.5 до 2.3. Это соответствует значениям  $S_{irr}$ , равным от  $2.4S$  до  $3.4S$ . Используя формулу (3), для податливости обученного кристалла можно принять

$$S_{irr} = \exp(\alpha\beta_i c_i)/G_0,$$

где для межузельных гантелей в алюминии произведение  $\alpha\beta_i = 27$  [22]. Соответственно, концентрация межузельных гантелей  $c_i$ , способная обеспечить такую податливость проплавленного слоя, должна составлять от 0.033 до 0.045.

Полученная оценка, с учетом довольно приблизительного характера исходных данных для ее получения, представляется вполне разумной. Действительно, расчет концентрации межузельных гантелей для расплава алюминия тремя независимыми способами дает значение  $c_i \approx 0.08$  [15], что согласуется с оценкой Гранато для меди  $c_i \approx 0.09$  [10]. С другой

стороны, компьютерное моделирование плавления алюминия показало [23], что модуль сдвига уменьшается от 14.9 ГПа чуть ниже  $T_m$  до 1.8 ГПа чуть выше  $T_m$  (в соответствии с межузельной теорией модуль сдвига расплава мал, но нулевым не является). Соответственно, по формуле (3) получаем концентрацию межузельных гантелей при температуре плавления

$$c_i = \ln(14.9/1.8)/27 \approx 0.078,$$

что близко к приведенным выше оценкам. Наконец, определение предплавленной концентрации межузельных гантелей в кристалле Al на основе прецизионных измерений модуля сдвига дало значение  $c_i \approx 0.004$  [12]. Приведенная оценка  $c_i$  после лазерного воздействия сопоставима со значениями величины при  $T_m$ , но, естественно, больше ее предплавленных значений.

Таким образом, выполненные оценки в целом соответствуют пониманию диаэластического эффекта в алюминии после лазерного воздействия как результата плавления тонкого приповерхностного слоя образца с сопутствующим резким ростом концентрации дефектов типа межузельных гантелей, которые за счет высокой скорости последующего охлаждения остаются в значительной степени замороженными в кристалл при комнатной температуре. Эти замороженные межузельные гантели и определяют наблюдаемый диаэластический эффект.

Следует также указать на другие возможные механизмы понижения модуля сдвига после лазерной обработки. При воздействии лазерного импульса в образце возникают значительные термомеханические напряжения. Считая температуру на границе расплава равной температуре плавления алюминия, а в глубине образца равной или близкой к комнатной, получаем разность температур на гранях образца около 600 К. Таким образом, лазерные импульсы генерируют механические импульсы большой амплитуды, которые распространяются по всему образцу. Это соответствует относительной полной деформации, равной по порядку величины  $10^{-2}$ . Это довольно большое значение, которое может приводить к пластической деформации образца посредством образования дислокаций. Рост плотности дислокаций, как хорошо известно, может приводить к снижению модуля сдвига [24]. Для оценки такого варианта лазерного воздействия необходимы оценки плотности дислокации в образцах после обработки.

Кроме того, при высоких интенсивностях лазерного излучения возможно возникновение ударных волн как следствие пробоя абляционного

факела [25]. В этом случае может иметь место ударно-волновое формирование нанозернистости облученного слоя, которое потенциально может вызвать появление диаэластического эффекта.

Более подробное исследование рассматриваемого явления может дать новую важную информацию о формировании дефектной системы кристалла в результате поверхностного лазерного плавления и последующего высокоскоростного охлаждения. Можно также вполне обоснованно ожидать, что такие эксперименты приведут к новой значимой информации о механизме плавления простых металлов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые на примере монокристаллического алюминия методом ультразвуковой резонансной спектроскопии (РУС) обнаружен диаэластический эффект (снижение упругих постоянных), обусловленный воздействием наносекундных лазерных импульсов ультрафиолетового диапазона, приводящих к плавлению тонкого приповерхностного слоя образца. Модуль сдвига в результате лазерного воздействия уменьшается от 0.87% до 1.45% с ростом плотности падающего излучения от 1.1 Дж/см<sup>2</sup> до 5.3 Дж/см<sup>2</sup>. Термообработка путем нагрева в область предплавления температур восстанавливает модуль сдвига до исходных значений, а значительный рост амплитуды пиков РУС свидетельствует о существенном снижении дефектности материала.

Аргументируется гипотеза о том, что поверхностное плавление сопровождается образованием высокой концентрации межузельных дефектов в гантельной конфигурации, которые фиксируются в твердом состоянии за счет высокой скорости охлаждения проплавленного слоя. Обусловленная этими дефектами неупругая деформация и вызывает наблюдаемый диаэластический эффект.

Отмечены возможности и других интерпретаций этого явления.

**Благодарности.** Авторы благодарны профессору Д. Л. Мерсону (научно-исследовательский институт перспективных технологий, г. Тольятти) за помощь в подготовке образцов, а также профессору И. А. Каплунову, доценту А.И. Ивановой (Тверской госуниверситет) и доценту В. В. Черверикину (НИТУ МИСиС) за проведение электронно-микроскопических исследований.

**Финансирование.** Измерения РУС и анализ результатов на основе межузельной теории проведены

при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-12-00162. Лазерное облучение, структурные исследования и частично обсуждение результатов выполнены при поддержке Российского научного фонда, грант № 24-19-00727, с использованием ресурсов ЦКП ТвГУ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, Наука, Москва (1970).
2. О. Звелто, *Принципы лазеров*, Лань, Санкт-Петербург (2008).
3. В. Ю. Хомич, В. А. Шмаков, УФН **185**, 489 (2015).
4. В. Е. Фортов, *Физика высоких плотностей энергии*, Физматлит, Москва (2012).
5. S. I. Ashitkov, S. A. Romashevskii, P. S. Komarov, A. A. Burmistrov, V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, and M. B. Agranat, *Quantum Electronics* **45**, 547 (2015).
6. В. Ю. Железнов, Т. В. Малинский, С. И. Миколуцкий, В. Е. Рогалин, С. А. Филин, Ю. В. Хомич, В. А. Ямщиков, И. А. Каплунов, А. И. Иванова, *Письма в ЖТФ*, **47**, 18 (2021).
7. M. von Allmen, S. S. Lau, M. Mäenpää, and B.-Y. Tsaur, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 205 (1980).
8. L. Zhong, J. Wang, H. Sheng, Z. Zhang, and S. X. Mao, *Nature* **512**, 177 (2014).
9. X. Tong, Y.-E. Zhang, B.-S. Shang, H.-P. Zhang, Z. Li, Y. Zhang, G. Wang, Y.-H. Liu, Y. Zhao, B. Zhang, H.-B. Ke, J. Zhou, H.-Y. Bai, and W.-H. Wang, *Nature Mater.* **23**, 1193 (2024).
10. A. V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 974 (1992).
11. Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, УФН **193**, 717 (2023).
12. E. V. Safonova, Yu. P. Mitrofanov, R. A. Konchakov, A. Yu. Vinogradov, N. P. Kobelev, and V. A. Khonik, *J. Phys.: Condens. Matter.* **28**, 1 (2016).
13. Е. В. Гончарова, А. С. Макаров, Р. А. Кончаков, Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, *Письма в ЖЭТФ*, **106**, 39 (2017).
14. Е. В. Сафонова, Р. А. Кончаков, Ю. П. Митрофанов, Н. П. Кобелев, А. Ю. Виноградов, В. А. Хоник, *Письма в ЖЭТФ*, **103**, 861 (2016).

15. Р. А. Кончаков, А. С. Макаров, А. С. Аронин, Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, *Письма в ЖЭТФ*, **113** 341 (2021).
16. J. M. Liu, *Optics Lett.* **7**, 196 (1982).
17. F. F. Balakirev, S. M. Ennaceur, R. J. Migliori, B. Maiorov, and A. Migliori, *Rev. Sci. Instrum.* **90**, 121401 (2019).
18. G. Simmons and, H. Wang, *Single crystals elastic constants and calculated aggregate properties: A Handbook*, Second Edition, The MIT Press, Cambridge, MA (1971).
19. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, Физматлит, Москва (1961).
20. Р. А. Кончаков, А. С. Макаров, Г.В. Афонин, М. А. Кретьова, Н. П. Кобелев, В. А. Хоник, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 473 (2019).
21. A. V. Granato, *Eur. J. Phys. B* **87**, 18 (2014).
22. C. A. Gordon and A. V. Granato, *Mater. Sci. Eng. A* **370**, 83 (2004).
23. M. Forsblom and G. Grimvall, *Nature Mater.* **4**, 388 (2005).
24. A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York, London (1972).
25. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, and L. V. Seleznev, *Phys. Rev. E* **82**, 016404 (2010).