

01,10

Возбуждение щелевых дискретных бризеров в кристалле состава A_3B потоком частиц

© П.В. Захаров^{1,2}, М.Д. Старостенков², А.М. Ерёмин¹, Е.А. Корзникова³, С.В. Дмитриев^{3,4}

¹ Алтайский государственный гуманитарно-педагогический университет им. В.М. Шукшина, Бийск, Россия

² Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, Барнаул, Россия

³ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

⁴ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

E-mail: zakharovpvl@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 5 июля 2016 г.)

Методом молекулярной динамики проведено моделирование генерации дискретных бризеров в кристалле состава A_3B на примере Pt_3Al путем приложения к атомам случайных однонаправленных импульсов, моделирующих воздействие потока частиц. Выявлены два возможных механизма возбуждения щелевых дискретных бризеров с мягким типом нелинейности в зависимости от энергии частиц в потоке. В случае если частица способна передавать атому Al энергию более 1.4 eV , возбуждение дискретного бризера может происходить единственной частицей. В противном случае образование дискретного бризера происходит при множественных столкновениях частиц с атомами Al , что возможно только при достаточно высокой плотности частиц, поскольку каждая следующая частица должна передавать свой импульс атому Al прежде, чем затухнут его колебания, вызванные предыдущими частицами.

ПВЗ, АМЕ благодарят за финансовую поддержку РФФИ (грант № 16-42-220002 р_а), ЕАК, СВД благодарят за финансовую поддержку РНФ (грант № 16-12-10175).

DOI: 10.21883/FTT.2017.02.281

1. Введение

Интенсивные внешние воздействия на кристаллы (пластическая деформация, ультразвуковая обработка, облучение, электрический ток высокой плотности, ионно-плазменная обработка поверхности и др.) приводят к значительным отклонениям атомов от решеточных положений, активизируя различные процессы, изучение которых невозможно в рамках линейаризованных уравнений движения. Потоки частиц (нейтронов, электронов и др.) могут приводить к разогреву, к образованию пар Френкеля, пор и других дефектов в кристаллах. В поликристаллах, содержащих большое число дефектов, они, наоборот, могут приводить к аннигиляции дефектов и релаксации структуры, как за счет разогрева материала, активизирующего диффузионные процессы, так и за счет непосредственного взаимодействия потока частиц с дефектами. На сегодняшний день существует немало экспериментальных работ, где указывается на то, что только разогрев материала не может объяснить наблюдаемые явления и, следовательно, встает вопрос об описании атермических механизмов взаимодействия потока частиц с кристаллической решеткой и с ее дефектами. Приведем лишь несколько примеров. Ионно-плазменная обработка поверхности монокристаллов германия высокой чистоты привела к отжигу дефектов на глубине в несколько микрон [1,2]. Воздействие плазмы

сводится к бомбардировке поверхности кристалла ионами с энергией в диапазоне от 2 до 8 eV . Интересно, что простой нагрев не приводит к аналогичному эффекту отжига дефектов в германии [1,2]. В работе [3] электроимпульсной обработке был подвергнут магниевый сплав, продеформированный прокаткой. Был измерен и рассчитан разогрев материала в ходе электроимпульсной обработки. Было показано, что импульсный ток способствует статической рекристаллизации материала, в то время как простой нагрев не приводит к подобному эффекту. Влияние термических и атермических процессов на структуру и свойства функционально-градиентного титанового сплава, подвергнутого электроимпульсной обработке, обсуждался в работе [4]. Авторы приходят к выводу, что наблюдаемые в сплаве фазовые и структурные превращения не могут быть объяснены только выделением джоулева тепла. Электрический ток, пропускаемый через металл в ходе его пластической деформации, способствует увеличению пластичности и снижению напряжения течения [5–7]. Электрический ток может применяться одновременно с ультразвуковой обработкой металлов, способствуя повышению свойств их поверхности [8]. Снижение напряжения течения за счет облучения пучком электронов с энергией 0.5 MeV отмечено в поликристаллических образцах алюминия и меди при их растяжении [9]. Миграция атомов, вызываемая электрическим током высокой плотности, может

приводить к изменению морфологии границы раздела двух проводников [10–13].

Для объяснения описанных выше эффектов чаще всего используются феноменологические подходы, не раскрывающие атомистических механизмов взаимодействия потока частиц с кристаллической решеткой [3,10–13]. В настоящей работе показана возможность возбуждения потоком частиц пространственно локализованных колебательных мод большой амплитуды, называемых дискретными бризерами (ДБ) [14–16]. ДБ локализуют энергию от долей до нескольких электронвольт, могут быть как неподвижными, так и подвижными, их время жизни лежит в диапазоне от десятков до тысяч периодов атомных колебаний, что может быть достаточным для модификации дефектной структуры кристалла [16]. Необходимо сделать терминологическую оговорку. В математической физике под ДБ понимаются строго периодические, незатухающие во времени колебательные моды [14,15], но в реальных системах, где неизбежно наличие всевозможных возмущений, следует рассматривать квазibriзеры, имеющие нестрогую периодичность колебаний и конечное время жизни [17]. Исследуемые в данной работе квазibriзеры будут для краткости называться ДБ.

Отметим, что существование ДБ в альфа-уране [18,19] и в щелочно-галогидном кристалле NaI [20,21] было показано экспериментально, и данные результаты продолжают активно дискутироваться [22,23]. Молекулярно-динамические расчеты подтверждают возможность возбуждения ДБ в чистых металлах [24–30] и в упорядоченных сплавах [31–40]. Появились первые работы по изучению свойств ДБ в низкоразмерных кристаллах, основанные на первопринципных расчетах, учитывающих электронную структуру вещества [41–43].

Согласно недавним работам, ДБ могут приводить к радиационно-стимулированному росту пор в металлах, вносить вклад в диффузию, транспортировать электрический заряд, приводить к отжигу дефектов, снижать энергетический барьер химических реакций в кристаллических твердых телах и т.д. [1,2,26,44–49].

ДБ имеют большое время жизни, так как их частота лежит вне фонового спектра кристалла из-за нелинейной зависимости частоты от амплитуды колебаний. С увеличением амплитуды частота ДБ может уменьшаться (увеличиваться), такие ДБ демонстрируют мягкий (жесткий) тип нелинейности. ДБ с мягким типом нелинейности возможны только в кристаллах, имеющих запрещенную зону (щель) в фоновом спектре, их частота лежит в щели спектра и поэтому они называются щелевыми. Щелевые ДБ могут возбуждаться в биатомных кристаллах с достаточно большой разницей атомных масс компонент [31–40,50–53], а также в графене [42,43,54] и однородно деформированном графене [41,55–57].

Целью данной работы является установление возможности возбуждения щелевого ДБ с мягким типом

нелинейности в кристалле состава A_3B со сверхструктурой $L1_2$ потоком частиц. Выбор сплава состава A_3B для исследований обусловлен рядом факторов. Сплавы стехиометрии A_3B со сверхструктурой $L1_2$ являются многочисленными, поиск известных в настоящее время систем, обладающих $L1_2$ структурой, позволил выявить порядка 190 таких фаз в области состава A_3B . Сплавы с $L1_2$ структурой являются основой разработки существующих в настоящее время суперсплавов [58]. В качестве модельного сплава рассматривается сплав Pt_3Al . Материалы платиновой группы представляют большой интерес в связи с высокой температурой плавления, высокой прочностью и исключительной устойчивостью к условиям окружающей среды [59–61].

2. Модель и методика эксперимента

Методом молекулярной динамики изучалось движение атомов в упорядоченном сплаве Pt_3Al со сверхструктурой $L1_2$ на основе ГЦК-решетки (рис. 1). Кубическая трансляционная ячейка кристалла содержит три атома платины и один атом алюминия. Рассматривалась расчетная ячейка, включающая $16 \times 16 \times 16$ трансляционных ячеек, то есть 16 384 атома. Использовались периодические граничные условия. Тестовые расчеты показали, что увеличение размера расчетной ячейки не влияло на получаемые результаты, поскольку в данной работе исследовались динамические объекты с высокой степенью пространственной локализации.

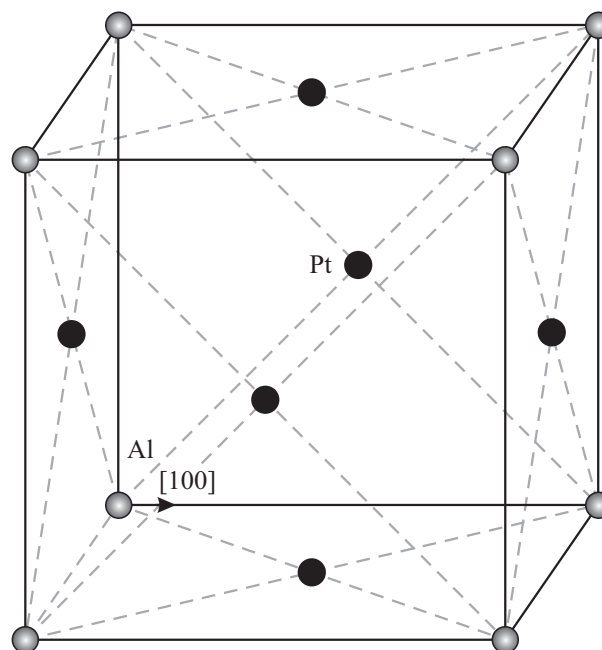


Рис. 1. Элементарная ячейка упорядоченного сплава Pt_3Al на основе ГЦК-решетки. Серым (черным) цветом обозначены атомы Al (Pt). Предполагается, что поток частиц движется вдоль кристаллографического направления [100] (указано стрелкой), передавая импульс атомам решетки.

Атомы взаимодействовали посредством парного потенциала Морзе

$$\phi_{PQ}(r_{ij}) = D_{PQ}\beta_{PQ} \exp(-\alpha_{PQ}r_{ij})(\beta_{PQ} \exp(-\alpha_{PQ}r_{ij}) - 1), \quad (1)$$

где D , β и α — параметры потенциала, r_{ij} — расстояние между атомами i и j . Для сплава Pt_3Al параметры потенциала взяты из работы [36]: $D_{AlAl} = 0.318$ eV, $\beta_{AlAl} = 27.4979$, $\alpha_{AlAl} = 1.02658 \text{ \AA}^{-1}$, $D_{PtPt} = 0.710$ eV, $\beta_{PtPt} = 102.89$, $\alpha_{PtPt} = 1.582 \text{ \AA}^{-1}$, и $D_{PtAl} = 0.5048$ eV, $\beta_{PtAl} = 63.124$, $\alpha_{PtAl} = 1.3501 \text{ \AA}^{-1}$. В этой же работе описана процедура подбора параметров потенциала.

Передача энергии от потока частиц атомам решетки моделируется увеличением импульсов определенной доли случайно выбранных атомов C в направлении $[100]$ на заданную величину, так, что кинетическая энергия каждого из выбранных атомов получает мгновенное приращение ΔE . Такая процедура выполняется периодически с интервалом времени T . Диапазон энергии, передаваемой каждому из случайно выбранных атомов, варьировался от 0.2 до 5 eV за одно взаимодействие. Эту энергию получала доля атомов расчетной ячейки в диапазоне от $C = 0.00025$ до $C = 0.015$. Периодичность импульсов T изменялась в пределах от 0.5 до 10 пикосекунд (ps). Данные параметры выбраны таким образом, чтобы в кристалле не возникали топологические дефекты (пары Френкеля и др.).

Щелевой ДБ с мягким типом нелинейности в кристалле Pt_3Al представляет собой один атом Al, колеблющийся в направлении $[100]$ с большой амплитудой, в то время как соседние с ним атомы имеют значительно меньшие амплитуды колебаний [34]. Было установлено, что минимальная энергия щелевого ДБ для кристалла Pt_3Al составляет величину порядка 0.8 eV, однако для возбуждения ДБ требуется несколько больше энергии, так как часть энергии, переданной отдельному атому Al, рассеивается по решетке при формировании коллективной колебательной моды. Таким образом, атом Al должен аккумулировать необходимую энергию за счет одного или нескольких последовательных полученных импульсов.

Энергию ΔE , передаваемую атому решетки, можно рассчитать из законов сохранения импульса и энергии, предполагая удар абсолютно упругим. Значение ΔE будет максимальным при центральном столкновении, и для нерелятивистских частиц имеем

$$\Delta E = 4M_1M_2E_0/(M_1 + M_2)^2, \quad (2)$$

где M_1 и M_2 — массы налетающей частицы и атома решетки соответственно, E_0 — энергия частицы, атом решетки до столкновения считается покоящимся.

3. Результаты моделирования

Расчеты показали, что в случае частиц достаточно большой энергии ДБ может возникнуть за счет един-

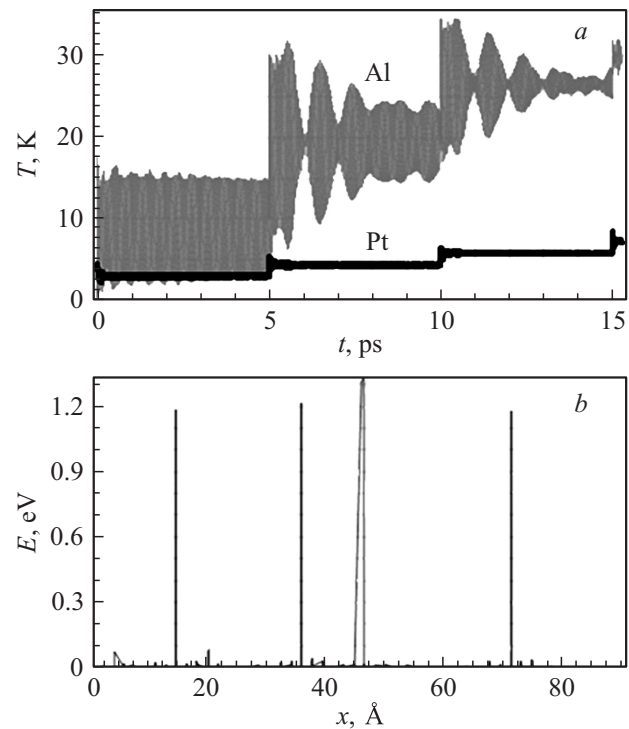


Рис. 2. *a* — температуры подрешеток Pt (черная линия) и Al (серая линия) как функции времени при взаимодействии с потоком частиц, имеющих энергию $\Delta E = 5$ eV. Импульс от потока частиц передавался решетке каждые $T = 5$ ps. Каждый раз импульс получали 8 случайно выбранных атомов. *b* — распределение энергии в кристалле вдоль оси x в момент времени 9 ps.

ственного импульса, переданного атому Al. На рис. 2 показан пример процесса генерации ДБ в кристалле Pt_3Al при $\Delta E = 5$ eV. Согласно (2), эту энергию атом алюминия может получить при столкновении, например, с весьма медленным нейтроном с энергией E_0 порядка 35 eV. Отметим, что импульс передавался каждые $T = 5$ ps доле атомов расчетной ячейки $C = 5 \cdot 10^{-4}$. Учитывая общее число атомов в системе, находим, что импульс каждый раз получали 8 случайно выбранных атомов. На рис. 2, *a* показаны температуры подрешеток Pt (черная линия) и Al (серая линия) как функции времени. На рис. 2, *b* представлено распределение энергии в кристалле вдоль оси x в момент времени 9 ps. К этому моменту времени кристалл получил две порции импульсов с общим числом возбужденных атомов, равным 16. По статистике, согласно стехиометрии кристалла, примерно 1/4 из них — это легкие атомы Al, способные создать ДБ. Как видно из рис. 2, *b*, к моменту времени $t = 9$ ps в кристалле оказались возбужденными 5 ДБ (два из них при $x \approx 46 \text{ \AA}$), что согласуется с ожиданием.

На рис. 3 дан пример для потока частиц меньшей энергии, когда однократной передачи импульса атому Al недостаточно для возбуждения на нем ДБ. В данном случае $\Delta E = 1$ eV и $T = 0.5$ ps, $C = 0.005$. К моменту

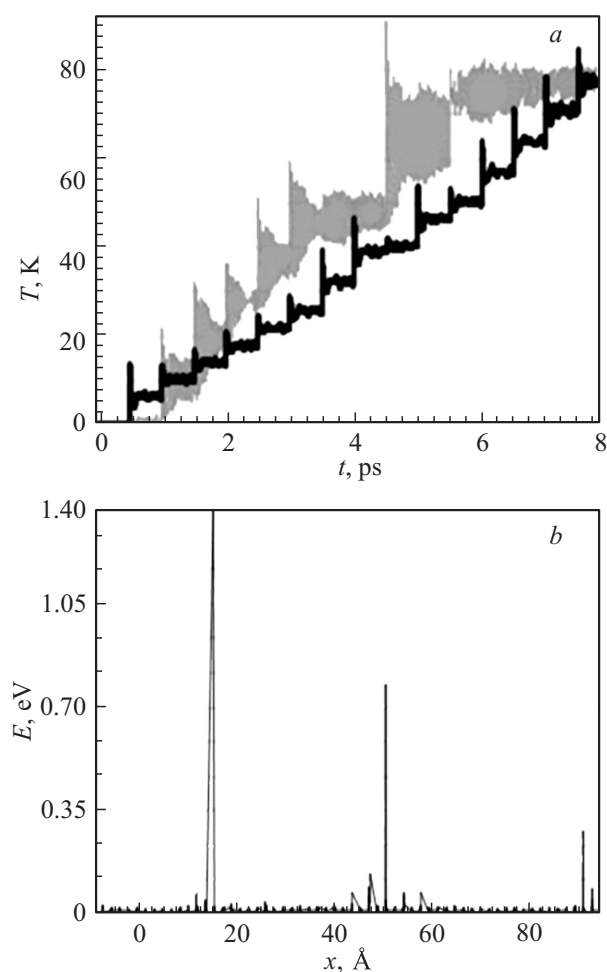


Рис. 3. *a* — то же, что и на рис. 2, *a*, но для $\Delta E = 1$ eV, $T = 0.5$ ps и $C = 0.005$; *b* — распределение энергии в кристалле вдоль оси x в момент времени 5 ps.

времени $t = 5$ ps кристалл получил десять импульсов, которые были переданы 819 атомам, очевидно, что некоторая часть этих атомов получала импульс неоднократно. В результате в кристалле оказались возбужденными четыре ДБ, два из которых с энергией 1.4 eV, один с энергией 0.8 eV, а также один с энергией около 0.3 eV, к моменту фиксации результатов затухающий.

Таким образом, можно выявить два способа возбуждения дискретных бризеров с мягким типом нелинейности в кристалле Pt_3Al потоком частиц. Если частицы передают достаточно высокую энергию, то каждое столкновение с атомом Al приводит к возбуждению ДБ. Если же передаваемой от одной частицы энергии недостаточно для возбуждения ДБ, то он может возбудиться при последовательном возбуждении более чем одной частицей, если они сталкиваются с атомом через достаточно короткий промежуток времени, когда его колебания, возникшие за счет столкновения с предыдущими частицами, не успевают затухнуть. Такая накачка ДБ энергией возможна при условии, что поток частиц невысокой энергии является достаточно плотным.

Для различных параметров потока частиц было найдено время возбуждения первого ДБ в кристалле. На рис. 4, *a* даны результаты для случая, когда варьировалась энергия частиц в потоке, ΔE . При этом были фиксированы значения $T = 0.5$ ps и $C = 0.005$. Видно, что для $\Delta E > 1.4$ eV ДБ могут возникнуть при взаимодействии атома Al с одной частицей, а при меньших значениях энергии частиц необходима передача импульса атому Al от большего числа частиц, причем, каждая последующая частица должна передавать свой импульс не позже, чем затухнут колебания атома Al, вызванные взаимодействием с предыдущими частицами. При энергиях $\Delta E < 0.4$ eV дискретные бризеры не были зафиксированы в расчетной ячейке выбранного размера. Это обусловлено тем, что при столь незначительной энергии частиц для возбуждения ДБ атому алюминия необходимо получить несколько последовательных импульсов за небольшой отрезок времени, а вероятность такого события для выбранных параметров мала. На рис. 4, *b* дано время возбуждения первого ДБ

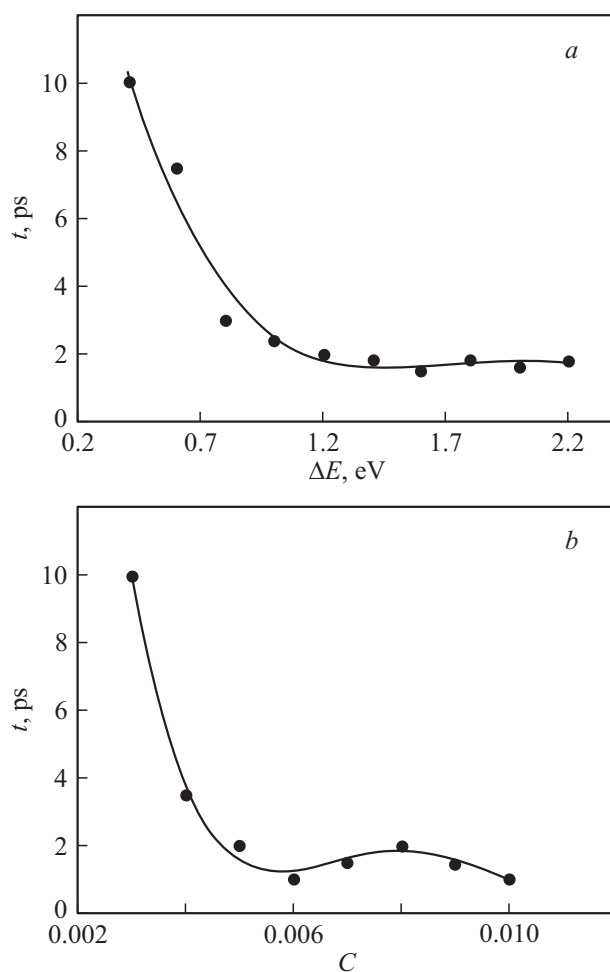


Рис. 4. *a* — зависимость времени появления в расчетной ячейке первого ДБ от энергии, передаваемой частицами, ΔE , при фиксированных значениях $T = 0.5$ ps и $C = 0.005$. *b* — зависимость времени появления в расчетной ячейке первого ДБ от C при фиксированных значениях $\Delta E = 1$ eV и $T = 0.5$ ps.

в кристалле для случая $\Delta E = 1 \text{ eV}$ и $T = 0.5 \text{ ps}$ как функция C . При $C > 0.005$ время ожидания первого ДБ мало и слабо зависит от C . При меньших значениях C время ожидания первого ДБ растет с уменьшением C , что связано с тем, что при недостаточно плотном потоке частиц мала вероятность последовательного возбуждения атома Al через короткий промежуток времени, пока его колебания, вызванные предыдущими импульсами, не затухли.

Следует отметить, что время жизни сгенерированных потоком частиц ДБ не велико, они существуют от 7 до 15 периодов колебаний, что соответствует 0.56–1.12 ps. Время жизни ДБ сокращается из-за повышения температуры ячейки с каждым последующим импульсом. Тем не менее в кристаллах, не поддерживающих существование ДБ, большеамплитудные колебания атомов, возбужденные тепловыми флуктуациями, длятся не более одного колебания. Следовательно, ДБ имеют время жизни на порядок большее, чем время жизни большеамплитудных термофлуктуационных колебаний атомов.

4. Выводы

Проведенные методом молекулярной динамики компьютерные эксперименты показали, что поток частиц способен возбудить в кристалле Pt_3Al щелевые дискретные бризеры с мягким типом нелинейности на атомах Al со временем жизни порядка десятка атомных колебаний, что на порядок превосходит время жизни тепловых флуктуаций большой амплитуды в кристаллах, не поддерживающих существование ДБ. Выявлены два механизма возбуждения ДБ в зависимости от энергии частиц в потоке. В случае если частицы способны передавать атомам Al энергию более 1.4 eV, возбуждение ДБ может происходить единственной частицей. Если же энергия частиц меньше 1.4 eV, то образование ДБ происходит при множественных столкновениях частиц с атомами Al, что возможно только при достаточно высокой плотности частиц, поскольку каждая следующая частица должна передавать свой импульс прежде, чем затухнут колебания атома Al, вызванные предыдущими частицами. Увеличение энергии частиц и плотности потока частиц приводит к увеличению вероятности возбуждения ДБ.

Установленный в данной работе факт, заключающийся в том, что поток частиц может возбуждать дискретные бризеры в кристаллах, открывает новые возможности интерпретации экспериментальных данных [1–13], указывающих на значительный вклад атермических эффектов в диссипацию энергии потока частиц. Дискретные бризеры, не являясь топологическими дефектами, но аккумулирующие энергию порядка 1 eV и способные обмениваться этой энергией [16], могут за время своего существования повлиять на дефектную структуру кристаллов [1,2,16,46–48]. Следовательно, лишь часть энергии дискретных бризеров в итоге перейдет в тепло, а другая часть пойдет на изменение структуры кристалла.

Список литературы

- [1] J.F.R. Archilla, S.M.M. Coelho, F.D. Aurret, V.I. Dubinko, V. Hizhnyakov. *Physica D* **297**, 56 (2015).
- [2] J.F.R. Archilla, S.M.M. Coelho, F.D. Aurret, V.I. Dubinko, V. Hizhnyakov, C. Nyamhere. *Springer Ser. Mater. Sci.* **221**, 343 (2015).
- [3] W. Jin, J. Fan, H. Zhang, Y. Liu, H. Dong, B. Xu. *J. Alloys Comp.* **646**, 1 (2015).
- [4] X. Ye, J. Kuang, X. Li, G. Tang. *J. Alloys Comp.* **599**, 1 (2014).
- [5] K. Liu, X. Dong, H. Xie, Y. Wu, F. Peng. *J. Alloys Comp.* **676**, 106 (2016).
- [6] V.V. Stolyarov. *Mater. Sci. Eng. A* **503**, 18 (2009).
- [7] A.A. Potapova, V.V. Stolyarov. *Mater. Sci. Eng. A* **579**, 114 (2013).
- [8] H. Wanga, G. Songa, G. Tang. *J. Alloys Comp.* **681**, 146 (2016).
- [9] В.И. Дубинко, А.Н. Довбня, В.А. Кушнир, И.В. Ходак, В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, В.Ф. Клепиков, П.Н. Остапчук. *ФТТ* **54**, 12, 2314 (2012).
- [10] L. Klinger, L. Levin, O. Srolovitz. *J. Appl. Phys.* **79**, 6834 (1996).
- [11] R.V. Goldstein, T.M. Makhviladze, M.E. Sarychev. *J. Surf. Investigation* **9**, 67 (2015).
- [12] Р.В. Гольдштейн, Т.М. Махвиладзе, М.Е. Сарычев. *Письма о материалах* **6**, 2, 98 (2016).
- [13] D. Maroudas. *Surf. Sci. Rep.* **66**, 299 (2011).
- [14] A.J. Sievers, S. Takeno. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 8, 970 (1988).
- [15] S. Flach, A.V. Gorbach. *Phys. Rep.* **467**, 116 (2008).
- [16] С.В. Дмитриев, Е.А. Корзникова, Ю.А. Банмова, М.Г. Велларде. *УФН* **186**, 471 (2016).
- [17] G.M. Chechin, G.S. Dzhelauhova, E.A. Mehonoshina. *Phys. Rev. E* **74**, 036 608 (2006).
- [18] M.E. Manley, A. Alatas, F. Trouw, B.M. Leu, J.W. Lynn, Y. Chen, W.L. Hults. *Phys. Rev. B* **77**, 214 305 (2008).
- [19] M.E. Manley, M. Yethiraj, H. Sinn, H.M. Volz, A. Alatas, J.C. Lashley, W.L. Hults, G.H. Lander, J.L. Smith. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125 501 (2006).
- [20] M.E. Manley, A.J. Sievers, J.W. Lynn, S.A. Kiselev, N.I. Agladze, Y. Chen, A. Llobet, A. Alatas. *Phys. Rev. B* **79**, 134 304 (2009).
- [21] M. Kempa, P. Ondrejko, P. Bourges, J. Ollivier, S. Rols, J. Kulda, S. Margueron, J. Hlinka. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 055 403 (2013).
- [22] A.J. Sievers, M. Sato, J.B. Page, T. Rossler. *Phys. Rev. B* **88**, 104 305 (2013).
- [23] M. Kempa, P. Ondrejko, P. Bourges, P. Marton, J. Hlinka. *Phys. Rev. B* **89**, 054 308 (2014).
- [24] M. Haas, V. Hizhnyakov, A. Shelkan, M. Klopov, A.J. Sievers. *Phys. Rev. B* **84**, 144 303 (2011).
- [25] R.T. Murzaev, A.A. Kistanov, V.I. Dubinko, D.A. Terentyev, S.V. Dmitriev. *Comp. Mater. Sci.* **98**, 88 (2015).
- [26] D.A. Terentyev, A.V. Dubinko, V.I. Dubinko, S.V. Dmitriev, E.E. Zhurkin, M.V. Sorokin. *Mod. Simul. Mater. Sci. Eng.* **23**, 085 007 (2015).
- [27] V. Hizhnyakov, A. Shelkan, M. Haas, M. Klopov. *Lett. Mater.* **6**, 1, 61 (2016).
- [28] А.А. Кистанов, А.С. Семенов, Р.Т. Мурзаев, С.В. Дмитриев. *ФПСМ* **11**, 11, 322 (2014).
- [29] Р.Т. Мурзаев, Е.А. Корзникова, Д.И. Боккий, С.Ю. Фомин, С.В. Дмитриев. *ФПСМ* **12**, 3, 324 (2015).
- [30] R.T. Murzaev, R.I. Babicheva, K. Zhou, E.A. Korznikova, S.Yu. Fomin, V.I. Dubinko, S.V. Dmitriev. *Eur. Phys. J. B* **89**, 7, 168 (2016).

- [31] С.В. Дмитриев, Н.Н. Медведев, Р.Р. Мулюков, О.В. Пожидаева, А.И. Потекаев, М.Д. Старостенков. Изв. вузов. Физика **51**, 8, 73 (2008).
- [32] P.V. Zakharov, S.V. Dmitriev, M.D. Starostenkov. Key Eng. Mater. **685**, 65 (2016).
- [33] Н.Н. Медведев, М.Д. Старостенков, П.В. Захаров, С.В. Дмитриев. ПЖТФ **41**, 20, 50 (2015).
- [34] П.В. Захаров, М.Д. Старостенков, С.В. Дмитриев, Н.Н. Медведев, А.М. Ерёмин. ЖЭТФ **148**, 2, 252 (2015).
- [35] S.V. Dmitriev, A.P. Chetverikov, M.G. Velarde. Phys. Status Solidi b **252**, 7, 1682 (2015).
- [36] Н.Н. Медведев, М.Д. Старостенков, А.И. Потекаев, П.В. Захаров, А.В. Маркидонов, А.М. Ерёмин. Изв. вузов. Физика **57**, 3, 92 (2014).
- [37] П.В. Захаров, М.Д. Старостенков, А.М. Ерёмин, А.В. Маркидонов. ФПСМ **11**, 2, 260 (2014).
- [38] Н.Н. Медведев, М.Д. Старостенков, П.В. Захаров, А.В. Маркидонов. Письма о материалах **3**, 1, 34 (2013).
- [39] Н.Н. Медведев, М.Д. Старостенков, П.В. Захаров, О.В. Пожидаева. ПЖТФ **37**, 3, 7 (2011).
- [40] N.N. Medvedev, M.D. Starostenkov, M.E. Manley. J. Appl. Phys. **114**, 213 506 (2013).
- [41] И.П. Лобзенко, Г.М. Чечин, Г.С. Безуглова, Ю.А. Баимова, Е.А. Корзникова, С.В. Дмитриев. ФТТ **58**, 3, 616 (2016).
- [42] G.M. Chechin, I.P. Lobzenko. Письма о материалах **4**, 4, 226 (2014).
- [43] G.M. Chechin, S.V. Dmitriev, I.P. Lobzenko, D.S. Ryabov. Phys. Rev. B **90**, 045 432 (2014).
- [44] В.И. Дубинко, Д.В. Лаптев. Письма о материалах **6**, 1, 16 (2016).
- [45] V.I. Dubinko, D.V. Laptev. Lett. Mater. **6**, 1, 16 (2016).
- [46] V.I. Dubinko. J. Condens. Matter Nucl. Sci. **14**, 87 (2014).
- [47] V. Dubinko. J. Micromech. Mol. Phys. **1**, 1 650 006 (2016).
- [48] В.И. Дубинко, А.В. Дубинко, С.В. Дмитриев. Письма о материалах **3**, 3, 239 (2013).
- [49] А.А. Кистанов, С.В. Дмитриев, А.С. Семенов, В.И. Дубинко, Д.А. Терентьев. ПЖТФ **40**, 15, 58 (2014).
- [50] L.Z. Khadeeva, S.V. Dmitriev. Phys. Rev. B **81**, 214 306 (2010).
- [51] А.А. Кистанов, С.В. Дмитриев. ФТТ **54**, 8, 1545 (2012).
- [52] А.А. Кистанов, С.В. Дмитриев. ПЖТФ **39**, 13, 78 (2013).
- [53] С.В. Дмитриев, Ю.А. Баимова. ПЖТФ **37**, 10, 13 (2011).
- [54] B. Liu, J.A. Baimova, S.V. Dmitriev, X. Wang, H. Zhu, K. Zhou. J. Phys. D **46**, 305 302 (2013).
- [55] E.A. Korznikova, J.A. Baimova, S.V. Dmitriev. Europhys. Lett. **102**, 6, 60 004 (2013).
- [56] S.V. Dmitriev. J. Micromech. Mol. Phys. **1**, 2, 1630001 (2016).
- [57] Е.А. Корзникова, А.В. Савин, Ю.А. Баимова, С.В. Дмитриев, Р.Р. Мулюков. ПЖЭТФ **96**, 3–4, 238 (2012).
- [58] А.А. Клопотов, А.И. Потекаев, Э.В. Козлов, Ю.И. Тюрин, К.П. Арефьев, Н.О. Солоницина, В.Д. Клопотов. Кристаллогеометрические и кристаллохимические закономерности образования бинарных и тройных соединений на основе титана и никеля. Изд-во Томского политехнического ун-та, Томск (2011). 312 с.
- [59] S.V. Meschel, P. Nash, X.Q. Chen. J. Alloys Comp. **492**, 105 (2010).
- [60] H.Y. Wang, J. Cao. Condens. Matter Phys. **15**, 13 705 (2012).
- [61] N. Wei, Ch. Zhang, S. Hou. Condens. Matter Phys. **18**, 43 601 (2015).