

# ДИНАМИКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ДОЗВУКОВЫХ КРАУДИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В ДВУМЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ МОРЗЕ

*Е. А. Корзникова*<sup>a,b,c\*</sup>, *И. А. Шепелев*<sup>c</sup>, *А. П. Четвериков*<sup>c</sup>,

*С. В. Дмитриев*<sup>a,d,c</sup>, *С. Ю. Фомин*<sup>b</sup>, *Кхунь Чэжоу*<sup>e\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук  
450001, Уфа, Россия*

<sup>b</sup> *Уфимский государственный авиационный технический университет  
450008, Уфа, Россия*

<sup>c</sup> *Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Н. Чернышевского  
410012, Саратов, Россия*

<sup>d</sup> *Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, Томск, Россия*

<sup>e</sup> *Nanyang Technological University  
639798, Singapore*

Поступила в редакцию 23 мая 2018 г.

В недавних работах авторов была предложена концепция сверхзвуковых  $N$ -краудионов. Для их возбуждения в молекулярно-динамических расчетах необходимо сообщить импульс  $N$  соседним атомам кристалла, расположенным в одном плотноупакованном ряду, вдоль этого ряда. В настоящей работе исследуются дозвуковые  $M$ -краудионы в двумерном кристалле Морзе. Они возбуждаются сообщением в нулевой момент времени одинакового импульса  $M$  соседним атомам, расположенным в соседних плотноупакованных атомных рядах, вдоль этих рядов. Хорошо известно, что статический 1-краудион в двумерном кристалле Морзе неустойчив, в результате чего междоузельный атом покидает плотноупакованный атомный ряд и становится неподвижным дефектом. В данной работе показано, что 1-краудион, движущийся с достаточно большой дозвуковой скоростью, остается в плотноупакованном атомном ряду. Краудионные кластеры с  $M > 1$  оказываются устойчивыми даже в состоянии покоя, причем с возрастающим  $M$  они превращаются в призматические дислокационные петли. Важно отметить, что устойчивые дозвуковые  $M$ -краудионы ( $M > 1$ ) являются подвижными дефектами и могут переносить междоузельные атомы на большие расстояния.

DOI: 10.1134/S0044451018120040

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Широко известно, что различные типы точечных дефектов, таких как вакансии, междоузлия и их комплексы, играют очень важную роль в массопереносе в кристаллах, и их вклад значительно возрастает в неравновесных условиях, вызванных внешними воздействиями, например, пластической

деформацией, облучением, термической обработкой и т. д. [1–15]. Краудион — это междоузельный атом, расположенный в плотноупакованном атомном ряду. Впервые понятие «краудион» было введено Панетом в 1950 г. для интерпретации пиков на калориметрической кривой, соответствующих аннигиляции дефектов [16]. Более поздние исследования показали, что краудионы могут способствовать массопереносу при высокотемпературном залечивании трещин [4], а диффузия на некоторых поверхностях, подвергнутых растяжению, может быть опосредована образованием и движением поверхностных краудионов [17]. В работе [18] показано, что

\* E-mail: elena.a.korznikova@gmail.com

\*\* Kun Zhou

диффузия краудионов не описывается законом Арениуса, а при повышенных температурах коэффициент диффузии линейно зависит от температуры. Краудионы могут двигаться вдоль плотноупакованного атомного ряда с дозвуковой или сверхзвуковой скоростью. В первом случае они локализованы обычно на полдюжине атомов, а в последнем случае они сильно локализованы, так что только один или два атома движутся одновременно с высокой скоростью [19, 20]. Сверхзвуковые краудионы могут переносить не только массу, но и электрический заряд [21]. Выяснилось, что движущийся дозвуковой краудион может нести локализованную на нем колебательную моду относительно большой амплитуды с частотой выше фонного спектра; такое динамическое возбуждение можно назвать бризерным дозвуковым краудионом [22]. Обратим внимание, что бризерные краудионы отличаются от дискретных бризеров [23–30], поскольку последние локализованы в бездефектной решетке, а первые локализованы на междоузельном атоме.

Отметим, что двумерные (2D) решетки очень часто используются для теоретического исследования различных нелинейных возбуждений [31–38]. Они также имеют практическое значение, например, в связи с проблемой треков, видимых невооруженным глазом в монокристаллах слюды [39–42]. Слюда имеет сложную кристаллическую структуру, но наиболее интересные явления происходят в моноатомном слое калия, атомы которого создают треугольную решетку [34–42]. Недавние исследования нелинейных возбуждений, способных передвигаться по кристаллической решетке, были в значительной степени инициированы попытками раскрытия природы треков в слюде [42].

В недавних работах нашей группы было показано, что помимо общеизвестных сверхзвуковых 1-краудионов можно рассматривать сверхзвуковые  $N$ -краудионы с  $N > 1$  [43, 44]. Сверхзвуковой 1-краудион может быть возбужден в молекулярно-динамических расчетах заданием достаточно большого начального импульса одиночному атому вдоль плотноупакованного ряда.  $N$ -краудион возбуждается заданием одинакового начального импульса  $N > 1$  соседним атомам плотноупакованного ряда вдоль этого ряда [43, 44]. Расстояние, пройденное  $N$ -краудионами, может на порядок превышать расстояние, пройденное 1-краудионом.

В свете работ [43, 44] возникает естественный вопрос: что, если в 2D-кристалле задать одинаковый начальный импульс блоку, содержащему  $N \times M$  соседних атомов, вдоль плотноупакованного направ-

ления? Целью данной работы является изучение случая  $N = 1$  и  $M \geq 1$ , т. е. изучение  $M$ -краудионов. Последние возбуждаются в 2D-решетке Морзе путем задания начального импульса  $M$  соседним атомам, расположенным в  $M$  соседних плотноупакованных атомных рядах, вдоль этих рядов.

## 2. ДЕТАЛИ КОМПЬЮТЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В расчетах используется декартова система координат  $xy$  с осью  $x$ , ориентированной вдоль плотноупакованного направления. Рассматривается двумерная треугольная решетка, порождаемая векторами трансляции  $(a, 0)$ ,  $(a3^{1/2}/2)$ , где  $a$  — межатомное расстояние.

Межатомные взаимодействия описываются парным потенциалом Морзе

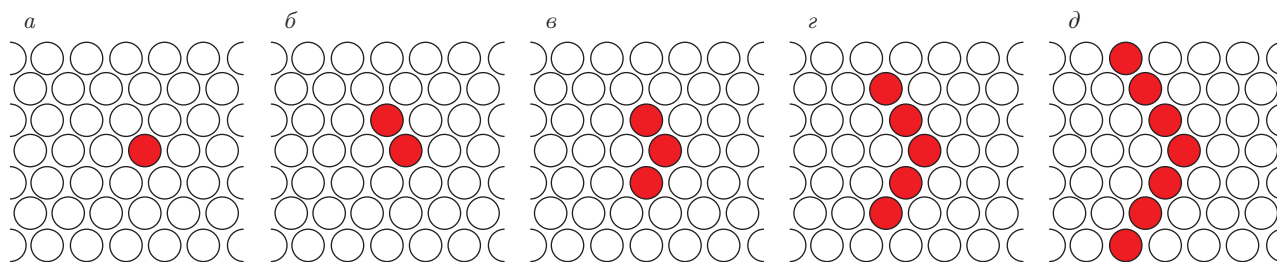
$$V(r) = D \left( e^{-2\alpha(r-r_m)} - 2e^{-\alpha(r-r_m)} \right), \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние между двумя атомами,  $D$ ,  $\alpha$ ,  $r_m$  — параметры. Функция  $V(r)$  имеет минимум при  $r = r_m$ ,  $D$  — глубина потенциала (энергия разрыва связи), а  $\alpha$  — параметр, определяющий жесткость связи.

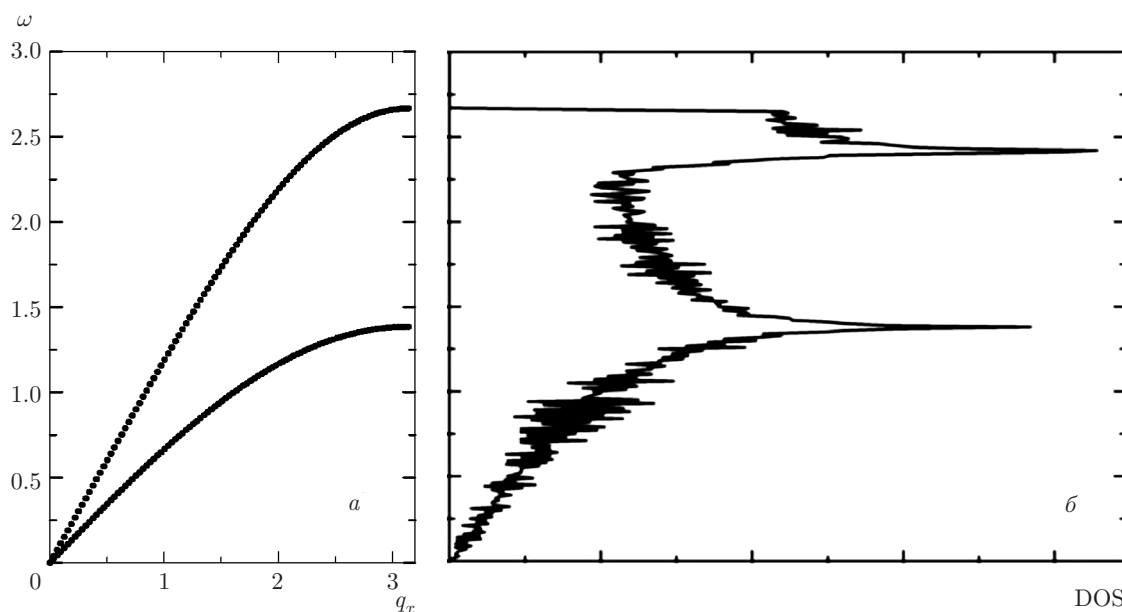
При должном выборе единиц энергии, расстояния и времени можно положить, что  $D$ ,  $r_m$  и масса атома  $m$  равны единице. Для жесткости связи принимается типичное значение  $\alpha = 4$ . Для радиуса обрезки потенциала, равного  $5r_m$ , равновесное межатомное расстояние равно  $a = 0.9656$ . Заметим, что учет дальнего действия приводит к тому, что  $a < r_m$ . Плотность кристалла составляет 1.15 единиц массы на единицу площади.

Расчеты проводились с использованием программ, написанных авторами, в рамках NVE-ансамбля (постоянные число атомов, энергия и объем). Уравнения движения атомов интегрировались с использованием метода Штормера шестого порядка с шагом интегрирования по времени  $\tau = 10^{-3}$ . Расчетная ячейка включала  $200 \times 200$  примитивных трансляционных ячеек и, следовательно, содержала  $4 \cdot 10^4$  атомов. В моделировании использовались периодические граничные условия.

Как дисперсионные кривые, так и плотность фонных состояний (DOS) были рассчитаны путем решения задачи на собственные значения для уравнений движения атомов, линеаризованных в окрестности их равновесных решеточных положений. Для расчета DOS первая зона Бриллюэна сканировалась



**Рис. 1.** Начальные условия для иницирования  $M$ -краудионов:  $a - M = 1$ ,  $б - M = 2$ ,  $в - M = 3$ ,  $г - M = 5$ ,  $д - M = 7$ . Одинаковая начальная скорость  $v_0$  задается выделенным атомам вдоль плотноупакованных атомных рядов (вдоль оси  $x$ ). Начальные скорости других атомов и начальные смещения всех атомов равны нулю



**Рис. 2.** а) Дисперсионные кривые вдоль направления  $q_x$ . б) плотность фоновных состояний для рассматриваемого 2D-кристалла Морзе с  $\alpha = 4$

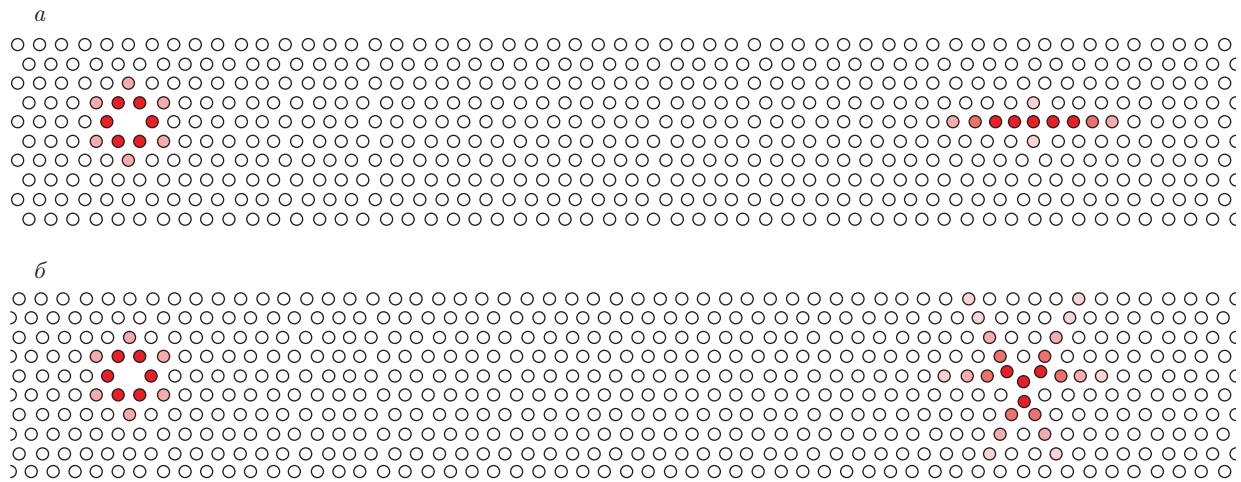
в обоих координатных направлениях обратной решетки с шагом  $\pi/200$  и полученные данные были представлены в виде гистограммы. Рассчитанная таким образом плотность фоновных состояний характеризует спектр малоамплитудных фоновных колебаний при нулевой температуре.

Начальные условия задавались следующим образом (см. рис. 1). Начальная скорость  $v_0$  задается  $M$  соседним атомам (выделены на рис. 1), расположенным в  $M$  соседних атомных рядах, вдоль оси  $x$ . Тепловые флуктуации не учитываются, т. е. изначально кристалл имеет нулевую температуру. Исследованы значения  $M$  от 1 до 10. Для каждого  $M$  была рассчитана минимальная скорость, необходимая для иницирования подвижного дозвукового  $M$ -краудиона. Эволюция структуры, вызван-

ная приданием начального импульса группе из  $M$  атомов, визуализировалась с использованием программного пакета OVITO.

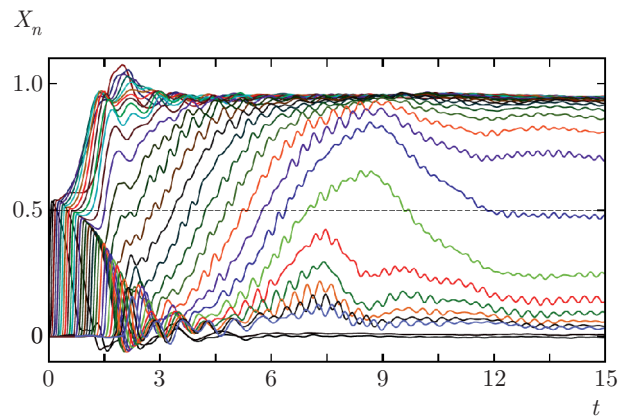
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 изображены дисперсионные кривые вдоль направления  $q_x$  (а) и плотность фоновных состояний для рассматриваемого 2D-кристалла Морзе (б). Для дальнейшего обсуждения важно отметить, что максимальная частота фононов равна  $\omega_{max} = 2.66$ . Из дисперсионных кривых была рассчитана скорость продольного звука, которая оказалась равной  $v_l = 6.31$ .



**Рис. 3.** Эволюция структуры после придания одному атому начальной скорости  $v_0 = 10$  вдоль плотноупакованного ряда. Более плотный цвет показывает более высокую потенциальную энергию атомов. Видны вакансии и движущийся вправо 1-краудион. В момент времени  $t = 4$ , показанный на *a*, дозвуковой 1-краудион находится в плотноупакованном ряду. Однако в момент времени  $t = 9.5$ , как показано на рис. *b*, в результате неустойчивости междоузельный атом покидает плотноупакованный ряд и становится неподвижным дефектом

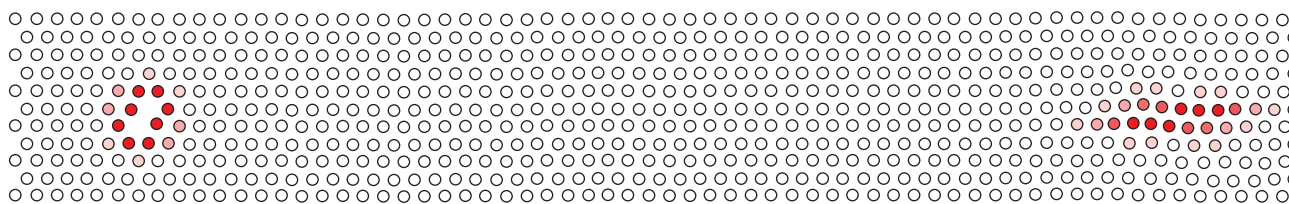
Прежде всего рассмотрим эволюцию структуры в случае придания начальной скорости  $v_0 = 10$  одному атому вдоль плотноупакованного атомного ряда. Заметим, что энергия, необходимая для разрыва одной парной межатомной связи, равна единице, что соответствует глубине потенциала Морзе. Отметим, что атом с начальной скоростью  $v_0 = 10$  приобретает кинетическую энергию  $mv_0^2/2 = 50$ , которой достаточно для разрыва 50 парных межатомных связей. Начальное ускорение одного атома вдоль плотноупакованного ряда приводит к образованию вакансии и движущегося 1-краудиона, см. рис. 3*a*. Более интенсивный цвет на рисунке соответствует большей потенциальной энергии атомов. На рис. 3*a* структура показана в момент времени  $t = 4$ , а на рис. 3*b* — при  $t = 9.5$ . В первом случае междоузельный атом находится в плотноупакованном атомном ряду и образует дозвуковой 1-краудион, который локализован на подложке атомов. Во втором случае междоузельный атом покидает плотноупакованный атомный ряд и становится неподвижным. Такое поведение междоузельного атома иллюстрирует хорошо известный эффект неустойчивости статического 1-краудиона в двумерной решетке Морзе. В трехмерной решетке Морзе 1-краудион устойчив. Заметим, однако, что движущийся с достаточно высокой дозвуковой скоростью 1-краудион в 2D-решетке остается в плотноупакованном атомном ряду. Это связано с тем, что развитие неустойчивости занимает некоторое время, и если 1-краудион движется



**Рис. 4.** Перемещения как функции времени,  $X_n(t) = x_n(t) - x_n(0)$ , для атомов с четным  $n$  в плотноупакованном атомном ряду, содержащем междоузельный атом

с достаточно большой скоростью, то междоузельный атом не успевает покинуть плотноупакованный ряд за время прохождения положения, энергетически выгодного для выхода из ряда.

Чтобы оценить критическую скорость, ниже которой 1-краудион покидает плотноупакованный ряд, на рис. 4 показаны смещения атомов как функции времени,  $X_n(t) = x_n(t) - x_n(0)$ , для атомов в плотноупакованном ряду, в котором движется краудион. Для ясности показаны только атомы с четным  $n$ , чтобы уменьшить количество кривых на рисунке. Из рисунка можно оценить длину пробега



**Рис. 5.** Распределение потенциальной энергии в двумерном кристалле Морзе в момент времени  $t = 4$  после инициирования 2-краудиона с начальной скоростью  $v_0 = 10$ . Более интенсивный цвет показывает более высокую потенциальную энергию атомов. Видно образование бивакансии и дозвукового 2-краудиона. Он сначала удаляется от бивакансии, со временем замедляясь, затем останавливается и начинает двигаться в направлении к бивакансии и в конечном итоге происходит их аннигиляция с восстановлением идеальной кристаллической структуры

1-краудиона, приблизительно равную  $40a$ . Его движение характеризуется последовательным смещением атомов в соседнее решеточное положение. Заметим, что в интервале  $0 < t < 1.5$  1-краудион пробегает около 20 межатомных расстояний, т. е. он движется со скоростью примерно 13, что в два раза больше скорости продольных звуковых волн ( $v_l = 6.31$ ). В интервале времени  $1.5 < t < 6$  1-краудион распространяется со скоростью, примерно равной 4, что меньше скорости звука. Трансформация сверхзвукового 1-краудиона в дозвуковой 1-краудион сопровождается значительным увеличением его ширины и появлением колебательной моды, локализованной на дефекте (линии на рис. 4 становятся осциллирующими). Частота этой колебательной моды примерно равна  $\omega = 3.7$ , т. е. лежит намного выше верхнего края фононного спектра (см. рис. 2). Это явление было описано ранее в работе [22], где дозвуковые 1-краудионы с локализованной на них колебательной модой были названы бризерными дозвуковыми краудионами. Высокая частота колебаний данной локализованной моды может быть объяснена локальным сжатием решетки в области дефекта. При  $t > 6$  наблюдается захват 1-краудиона решеткой, в результате чего междоузельный атом покидает плотноупакованный атомный ряд и становится неподвижным дефектом (см. рис. 3б).

В случае  $M = 2$  (рис. 1б), когда двум атомам задана начальная скорость  $v_0 = 10$  вдоль оси  $x$ , образуются бивакансия и движущийся 2-краудион (см. рис. 5). Два междоузельных атома расположены в соседних атомных рядах. Важное различие между 1-краудионом и 2-краудионом состоит в том, что последний устойчив не только во время движения с достаточно большой скоростью, но и в стационарном состоянии.

Аналогичный сценарий наблюдается для случая  $M = 3$  (рис. 1в). В этом случае образуется комп-

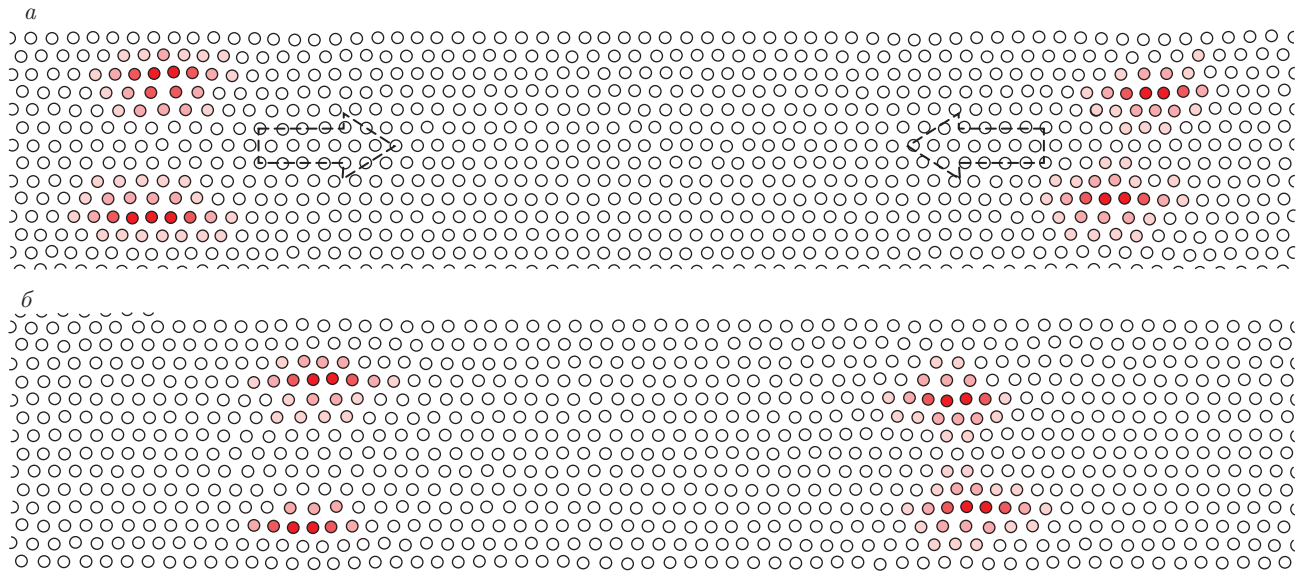
лекс из трех вакансий и 3-краудион. Интересно, что  $M$ -краудионы с  $M > 1$ , будучи высококомобильными и устойчивыми, сначала удаляются от вакансионных комплексов, излучая энергию и замедляясь, затем останавливаются и начинают двигаться в обратном направлении к вакансиям. В конечном итоге междоузельные атомы в виде  $M$ -краудионов аннигилируют с вакансиями, восстанавливая идеальную кристаллическую решетку. Таким образом, вакансионные комплексы и  $M$ -краудионы взаимодействуют друг с другом посредством создаваемых ими упругих деформационных полей как взаимно притягивающиеся квазичастицы.

Отметим, что с ростом  $M$  вакансионные комплексы и  $M$ -краудионы трансформируются в призматические дислокационные петли, имеющие противоположный топологический заряд. При  $M < 6$  вакансионный комплекс немобилен, но при  $M \geq 6$  он становится подвижным. Этот факт иллюстрируется на рис. 6, где  $M = 7$ . Структура показана при  $t = 3$  (а) и  $t = 6$  (б). Ясно, что и вакансионный комплекс, и 7-краудион движутся навстречу друг другу как взаимно притягивающиеся квазичастицы. В конечном итоге они аннигилируют.

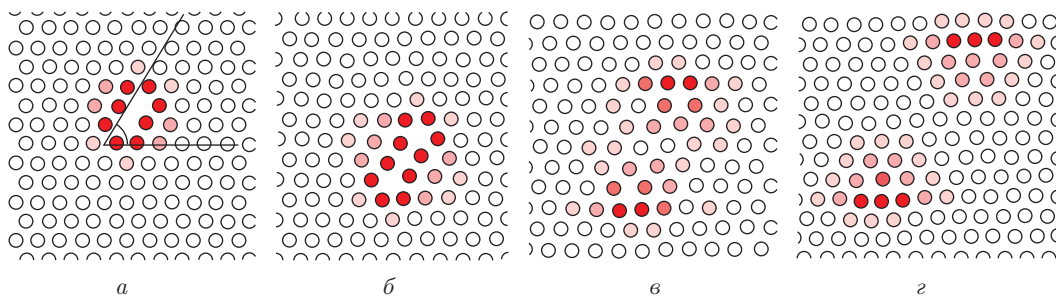
Интересно установить влияние дискретности решетки на свойства комплексов  $M$ -вакансий и  $M$ -краудионов, когда они превращаются в призматические дислокационные петли с ростом  $M$ . Из теории упругости, которая пренебрегает дискретностью среды, хорошо известно, что призматические дислокационные диполи создают угол наклона  $\pi/4$  с направлением скольжения [45]. Более того, теория упругости предсказывает одинаковый угол наклона для призматических дислокационных петель, создаваемых вакансиями и междоузлиями.

Мы вычислили угол наклона  $\alpha$  для комплексов  $M$ -вакансий и  $M$ -краудионов после релаксации структуры. Примеры равновесных конфигураций





**Рис. 6.** Распределение потенциальной энергии в 2D-кристалле Морзе после придания начальной скорости  $v_0 = 9.5$  семи атомам в моменты времени  $t = 3$  (а) и  $t = 6$  (б). Комплекс семи вакансий (слева) и 7-краудион (справа) можно рассматривать как взаимно притягивающиеся призматические дислокационные петли. Не только 7-краудион, но и вакантный комплекс оказываются подвижным. Комплексы вакансий с  $M < 6$  не мобильны



**Рис. 7.** Равновесные конфигурации комплексов  $M$  вакансий: а —  $M = 2$ , б —  $M = 3$ , в —  $M = 5$ , з —  $M = 7$ . Линии на рис. а показывают угол наклона  $\alpha$  между направлением скольжения (ось  $x$ ) и ориентацией вакансионного комплекса

комплексов  $M$ -вакансий и  $M$ -краудионов показаны соответственно на рис. 7 и 8 для разных значений  $M$ . Видно, что углы наклона для комплексов  $M$ -вакансий ( $\alpha$ ) и  $M$ -краудионов ( $\beta$ ) различны для одного и того же  $M$ , и они меняются с увеличением  $M$ . На рис. 7 видно, что вакансионный комплекс схлопывается для  $M > 4$ , превращаясь в дислокационный диполь, а дальнейшее увеличение  $M$  приводит к уменьшению угла наклона дислокационной петли  $\alpha$  (рис. 7в,з). Угол наклона  $\alpha$  ( $\beta$ ) показан на рис. 9 как функция  $M$ .

Зависимость угла наклона  $\alpha$ , представленная на рис. 9а, немонотонна из-за упомянутого выше коллапса вакансионного комплекса, наблюдаемого при  $M > 4$ . Зависимость угла наклона  $\beta$  от  $M$ , пред-

ставленная на рис. 9б, является монотонно возрастающей. Также отметим, что на рис. 9а угол наклона вакансионного комплекса приближается сверху к значению  $\text{tg } \alpha = 1$ , предсказанному теорией упругости, а для комплекса междоузельных атомов на рис. 9б угол наклона приближается к значению  $\text{tg } \beta = 1$  снизу. Примечательно, что сходимость довольно медленная, и для наибольшего изученного значения  $M = 11$  имеем  $\text{tg } \beta = 0.55$ , что довольно далеко от единицы.

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведено молекулярно-динамическое моделирование свойств дозвуковых  $M$ -краудионов в 2D-ре-

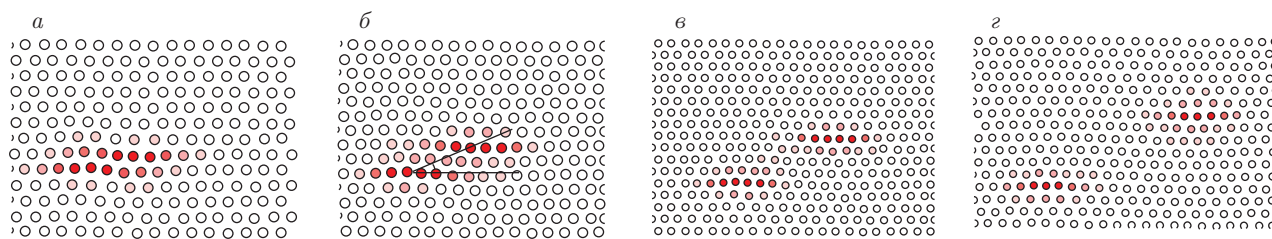


Рис. 8. Равновесные конфигурации  $M$ -краудионов:  $a - M = 2$ ,  $b - M = 3$ ,  $v - M = 5$ ,  $z - M = 7$ . Линии на рис.  $b$  показывают угол наклона  $\beta$  между направлением скольжения (ось  $x$ ) и ориентацией  $M$ -краудиона

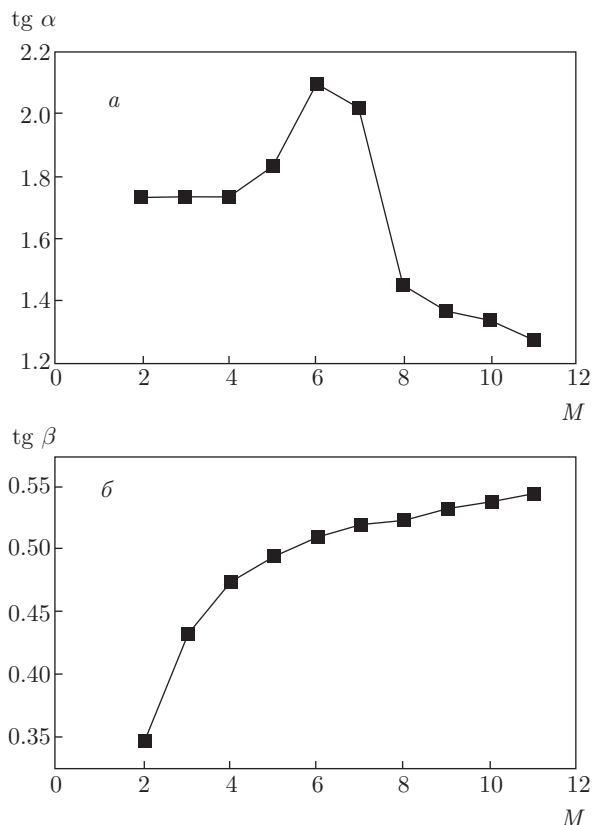


Рис. 9. Угол наклона призматических дислокационных петель, созданных  $M$  вакансиями ( $a$ ) и  $M$  междоузлиями ( $b$ ) в зависимости от  $M$

шетке Морзе, дополняющее наши предшествующие исследования сверхзвуковых  $N$ -краудионов [43, 44].

Основные полученные результаты можно резюмировать следующим образом. (i) Дозвуковые  $M$ -краудионы при  $M > 1$  устойчивы даже в покое и сохраняют свою подвижность при малых скоростях. Напомним, что, как известно, статический 1-краудион неустойчив в двумерной решетке и, следовательно, не может распространяться при малых скоростях. (ii) Дозвуковые  $M$ -краудионы и ком-

плексы  $M$  вакансий взаимодействуют друг с другом посредством дальнедействующих упругих полей как взаимно притягивающиеся квазичастицы.  $M$ -краудионы подвижны при  $M > 1$ , а комплексы  $M$  вакансий подвижны для  $M \geq 6$  и неподвижны при  $M < 6$ . (iii) Дозвуковые  $M$ -краудионы для больших  $M$  превращаются в призматические дислокационные петли. При  $M \leq 10$  угол наклона между дислокационной петлей и направлением скольжения значительно отличается от значения, предсказанного теорией упругости континуума из-за эффекта дискретности решетки.

Все эти выводы важны, поскольку двумерные кристаллы с треугольной решеткой имеют не только теоретическое, но и практическое значение, как было упомянуто во Введении. Исследование  $(M, N)$ -краудионов в 2D-кристаллах и  $(M, N, K)$ -краудионов в трехмерных кристаллах — предмет отдельного рассмотрения. В первом случае начальный импульс получает блок атомов размером  $M \times N$  в двумерном кристалле, а в последнем случае блок атомов  $M \times N \times K$  получает начальный импульс в трехмерном кристалле.

Работа Е. А. К., И. А. Ш. и А. П. Ч. была поддержана РФФ (грант № 16-12-10175) (выполнение расчетов, обсуждение численных результатов и написание статьи). С. В. Д. благодарит РФФИ (грант № 17-02-00984-а) (постановка задачи и обсуждение численных результатов). Работа частично выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. N. H. March and D. I. Pushkarov, J. Phys. Chem. Sol. **57**, 139 (1996).
2. V. D. Natsik and Y. I. Nazarenko, Eur. Phys. J. B **29**, 285 (2002).

3. Z. K. Saralidze, M. V. Galustashvili, and D. G. Dri-aev, *Phys. Sol. St.* **48**, 1298 (2006).
4. M. A. Volosyuk, A. V. Volosyuk, and N. Y. Rokhma-nov, *Funct. Mater.* **22**, 51 (2015).
5. V. G. Kononenko, V. V. Bogdanov, A. N. Turenko, M. A. Volosyuk, and A. V. Volosyuk, *Probl. At. Sci. Tech.* **104**, 15 (2016).
6. Y. N. Osetsky, D. J. Bacon, and A. Serra, *Phil. Mag. Lett.* **79**, 273 (1999).
7. S. Han, L. A. Zepeda-Ruiz, G. J. Ackland, R. Car, and D. J. Srolovitz, *Phys. Rev. B* **66**, 220101 (2002).
8. H. Abe, N. Sekimura, and Y. Yang, *J. Nucl. Mater.* **323**, 220 (2003).
9. S. L. Dudarev, *Phil. Mag.* **83**, 3577 (2003).
10. Y. N. Osetsky, D. J. Bacon, A. Serra et al., *Phil. Mag.* **83**, 61 (2003).
11. D. A. Terentyev, L. Malerba, and M. Hou, *Phys. Rev. B* **75**, 104108 (2007).
12. W. H. Zhou, C. G. Zhang, Y. G. Li et al., *Sci. Rep.* **4**, 5096 (2014).
13. W. H. Zhou, C. G. Zhang, Y. G. Li et al., *J. Nucl. Mater.* **453**, 202 (2014).
14. S. Bukkuru, U. Bhardwaj, K. Srinivasa Rao et al., *Mater. Res. Expr.* **5**, 035513 (2018).
15. L. Zhang, G. Tang, and X. Ma, *Phys. Lett. A* **374**, 2137 (2010).
16. H. R. Paneth, *Phys. Rev.* **80**, 708 (1950).
17. W. Xiao, P. A. Greaney, and D. C. Chrzan, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 4 (2003).
18. P. M. Derlet, D. Nguyen-Manh, and S. L. Dudarev, *Phys. Rev. B* **76**, 054107 (2007).
19. J. F. R. Archilla, Y. A. Kosevich, N. Jimenez et al., *Phys. Rev. E* **91**, 022912 (2015).
20. Yu. A. Kosevich, R. Khomeriki, and S. Ruffo, *Europhys. Lett.* **66**, 21 (2004).
21. Yu. A. Kosevich, *J. Phys.: Conf. Ser.* **833**, 012021 (2017).
22. A. P. Chetverikov, I. A. Shepelev, E. A. Korznikova et al., *Comput. Condens. Matt.* **13**, 59 (2017).
23. С. В. Дмитриев, Е. А. Корзникова, Ю. А. Баимова, М. Г. Веларде, *УФН* **186**, 471 (2016).
24. L. Z. Khadeeva and S. V. Dmitriev, *Phys. Rev. B* **84**, 144304 (2011).
25. Е. А. Корзникова, С. Ю. Фомин, Э. Г. Соболева, С. В. Дмитриев, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 303 (2017).
26. E. Barani, E. A. Korznikova, A. P. Chetverikov, K. Zhou, and S. V. Dmitriev, *Phys. Lett. A* **381**, 3553 (2017).
27. R. T. Murzaev, D. V. Bachurin, E. A. Korznikova et al., *Phys. Lett. A* **381**, 1003 (2017).
28. I. Evazzade, I. P. Lobzenko, E. A. Korznikova et al., *Phys. Rev. B* **95**, 035423 (2017).
29. E. Barani, I. P. Lobzenko, E. A. Korznikova et al., *Eur. Phys. J. B* **90**, 38 (2017).
30. R. T. Murzaev, R. I. Babicheva, K. Zhou et al. *Eur. Phys. J. B* **89**, 168 (2016).
31. F. M. Russell and J. C. Eilbeck, *Europhys. Lett.* **78**, 10004 (2007).
32. J. Bajars, J. C. Eilbeck, and B. Leimkuhler, *Physica D* **301–302**, 8 (2015).
33. J. Bajars, J. C. Eilbeck, and B. Leimkuhler, in: *Quodons in Mica*, ed. by J. Archilla, N. Jimenez, V. Sanchez-Morcillo, and L. Garcia-Raffi, Springer Series in Materials Science, Vol. 221, Springer, Cham, Switzerland (2015), pp. 35–67.
34. S. V. Dmitriev, N. Yoshikawa, M. Kohyama et al., *Acta Mater.* **52**, 1959 (2004).
35. J. L. Marin, F. M. Russell, and J. C. Eilbeck, *Phys. Lett. A* **281**, 21 (2001).
36. E. A. Korznikova, D. V. Bachurin, S. Y. Fomin et al., *Eur. Phys. J. B* **90**, 23 (2017).
37. A. P. Chetverikov, W. Ebeling, and M. G. Velarde, *Eur. Phys. J. B* **89**, 196 (2016).
38. A. Chetverikov, W. Ebeling, and M. G. Velarde, *Lett. Mater.* **6**, 82 (2016).
39. F. M. Russell, *Nature (London)* **217**, 51 (1967).
40. F. M. Russell, *Phys. Lett. A* **130**, 489 (1988).
41. F. Russell, *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* **15**, 41 (1988).
42. F. M. Russell, in: *Quodons in Mica*, ed. by J. Archilla, N. Jimenez, V. Sanchez-Morcillo, and L. Garcia-Raffi, Springer Series in Materials Science, Springer, Cham, Switzerland, (2015), Vol. 221, p. 3.
43. С. В. Дмитриев, Е. А. Корзникова, А. П. Четвериков, *ЖЭТФ* **153**, 417 (2018).
44. S. V. Dmitriev, N. N. Medvedev, A. P. Chetverikov et al., *Phys. Stat. Sol. RRL* **11**, 1700298 (2017).
45. J. P. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York (1967).