

## СВЕРХЗВУКОВЫЕ $N$ -КРАУДИОНЫ В ДВУМЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ МОРЗЕ

*С. В. Дмитриев<sup>a,b\*</sup>, Е. А. Корзникова<sup>a</sup>, А. П. Четвериков<sup>c</sup>*

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

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

<sup>c</sup> *Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
410012, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 1 ноября 2017 г.

Междоузельный атом, помещенный в плотноупакованный атомный ряд кристалла, называется краудионом. Такие дефекты очень подвижны, они могут перемещаться вдоль ряда, перенося массу и энергию. В данной работе понятие классического сверхзвукового краудиона обобщается на  $N$ -краудион, в котором не один, а  $N$  атомов движутся одновременно с большой скоростью. С помощью молекулярно-динамического моделирования для плотноупакованного двумерного кристалла Морзе показано, что  $N$ -краудионы осуществляют массоперенос намного эффективнее, так как они способны пробегать большие расстояния, имея меньшую полную энергию, чем классический 1-краудион.

DOI: 10.7868/S0044451018030082

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Массоперенос точечными дефектами в кристаллических твердых телах ответствен за многие физические процессы, происходящие во время пластической деформации [1–7], термической обработки [8] и облучения [9–13]. Движение вакансий является основным механизмом термически активированной диффузии [8]. Междоузельные атомы имеют более высокую энергию и, следовательно, их концентрация в тепловом равновесии намного меньше, чем вакансий, но их роль значительно возрастает в неравновесных процессах. Междоузельные атомы могут быть неподвижными [14] или мобильными, когда они расположены в плотноупакованных атомных рядах [15], в последнем случае их называют краудионами. Интересно, что краудионы обычно имеют более низкую потенциальную энергию, чем неподвижные междоузлия [15, 16]. Краудионы могут находиться в состоянии покоя, но могут и двигаться как с дозвуковой, так и со сверхзвуковой скоростью [17–19].

Неподвижные или дозвуковые краудионы имеют профиль кинка, ширина которого составляет около десятка атомов в плотноупакованном атомном ряду. Сверхзвуковые краудионы сильно локализованы на одном или двух атомах [19, 20].

Краудионы играют очень важную роль в кристаллах в релаксационных процессах, связанных с переносом массы и энергии [6, 21–28]. Облучение металлов медленными нейтронами и другими частицами приводит к формированию в них дефектов кристаллической структуры в форме кластеров междоузлий или вакансий. Было показано, что кластеры междоузлий очень подвижны [21–28].

Интерес к исследованию движущихся возбуждений в кристаллах возрос недавно в связи с экспериментально обнаруженным эффектом отжига дефектов глубоко внутри монокристалла германия при поверхностной плазменной обработке [29], а также в связи с изучением треков частиц, видимых в кристаллах слюды невооруженным глазом [19, 30–34]. В качестве движущихся возбуждений в слюде рассматривались дискретные бризеры [35–38] и краудионы [19]. Динамика и столкновения сверхзвуковых краудионов в двумерной решетке были проанализированы в работе [39]. Было показано, что сверхзвуковые краудионы и дискретные бризеры могут нести

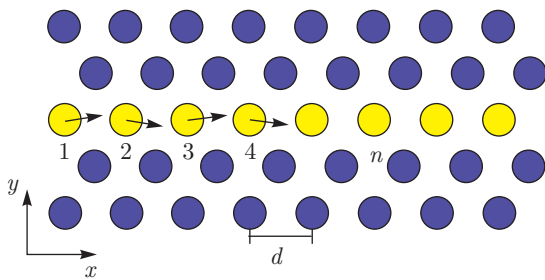
\* E-mail: dmitriev.sergey.v@gmail.com

электрический заряд [40]. Есть основания полагать, что краудионы могут вносить заметный вклад в массоперенос, наблюдаемый при интенсивной пластической деформации (ИПД) металлов и сплавов. Как оказалось, ИПД даже при комнатной температуре может стимулировать фазовые превращения, протекающие в отсутствие деформации при значительно более высоких температурах [41–44]. Эти фазовые переходы происходят очень быстро и сопровождаются ускоренным массопереносом, который невозможно объяснить только обычными механизмами типа объемной и зернограничной диффузии, пусть и в присутствии повышенной концентрации вакансий.

Прямое экспериментальное наблюдение краудионов, движущихся со сверхзвуковой скоростью, является серьезной технической проблемой, поэтому атомистическое моделирование может оказаться исключительно полезным при их исследовании. Структура и свойства статических краудионов могут быть исследованы с использованием моделирования *ab initio* [45–47]. Динамические проблемы более эффективно решаются методом молекулярной динамики с использованием эмпирических межатомных потенциалов [19–40, 45–48]. С помощью этого подхода в данной работе описан новый тип дефектов — движущихся со сверхзвуковой скоростью  $N$ -краудионов.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматривается треугольная двумерная решетка с межатомным расстоянием  $d$ . Как показано на рис. 1, ось  $x$  направлена вдоль плотноупакованного



**Рис. 1.** Атомы треугольной решетки на плоскости  $xy$ . Ось  $x$  направлена вдоль плотноупакованного атомного ряда;  $d$  — межатомное расстояние или диаметр атома. Атомы в одном плотноупакованном ряду (более светлые) пронумерованы индексом  $n$ . Показаны начальные условия для инициирования 4-краудиона: атомы от 1 до 4 имеют начальные скорости с компонентами  $(V_0, \pm \varepsilon V_0)$ , где  $\varepsilon \ll 1$  и знак «+» («-») брался для нечетных (четных)  $n$

атомного ряда. Межатомные взаимодействия описываются парным потенциалом Морзе

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

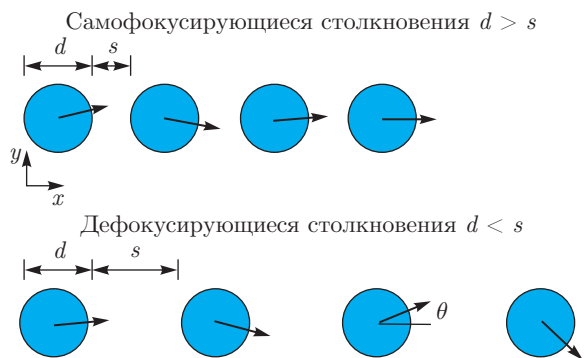
Здесь  $U$  — потенциальная энергия взаимодействия двух атомов, расположенных на расстоянии  $r$  друг от друга, а  $\alpha$ ,  $D$ ,  $r_m$  — параметры потенциала;  $U(r)$  имеет минимум при  $r = r_m$ , глубина потенциальной ямы равна  $D$ ,  $\alpha$  определяет жесткость межатомной связи. Выбором единиц энергии, расстояния и времени можно добиться равенства единице  $D$ ,  $r_m$ , и массы атома  $M$ . В данной работе расчеты проводились для  $\alpha = 5$ . Радиус обрезки потенциала равнялся  $5r_m$ . Равновесное межатомное расстояние равно  $d = 0.9612$  для  $\alpha = 5$ .

Уравнения движения атомов интегрировались с помощью метода Штормера шестого порядка точности с шагом по времени равным  $\tau = 10^{-3}$ . Тепловые колебания не вводились, т. е. моделирование проводилось при температуре 0 К.

Расчетная ячейка включала  $40 \times 20 = 800$  атомов. Использовались периодические граничные условия. Изучались только сверхзвуковые краудионы, при этом любое возмущение, создаваемое краудионом, оставалось в определенном конусе позади него. Это позволило использовать небольшую ячейку моделирования, перемещая окно с краудионом в направлении противоположном его движению на 10 межатомных расстояний после того, как он достигал середины расчетной ячейки. При таком подходе краудион всегда движется в невозмущенном кристалле и можно эффективно смоделировать большую длину пробега краудиона.

Для запуска  $N$ -краудиона использовались очень простые начальные условия (см. рис. 1). В нулевой момент времени атомам плотноупакованного ряда параллельного оси  $x$  с номерами  $n = 1, 2, \dots, N$  задавалась скорость  $(V_0, \pm \varepsilon V_0)$ , где  $\varepsilon \ll 1$  и знак «+» («-») брался для нечетных (четных)  $n$ . Заметим, что малая  $y$ -компонента начальной скорости ( $\varepsilon = 10^{-6}$ ) вводилась для анализа устойчивости движения  $N$ -краудиона. Начальные скорости всех остальных атомов и начальные смещения всех атомов в вычислительной ячейке равны нулю. Таким образом, полная энергия системы равна кинетической энергии возбужденных атомов в нулевой момент времени,

$$T_0 = \frac{NMV_0^2}{2}, \quad (2)$$



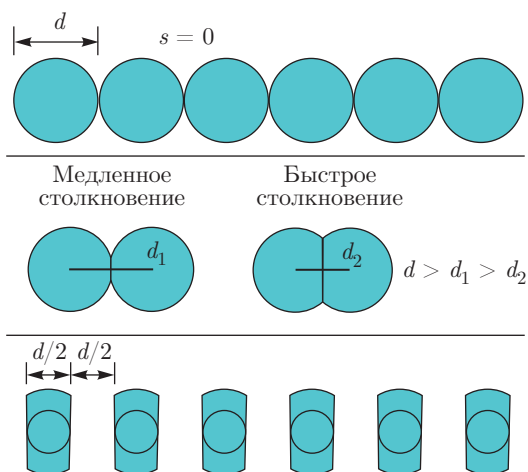
**Рис. 2.** Условие самофокусировки цепочки твердых шаров диаметра  $d$ , расположенных на расстоянии  $s$  друг от друга. Последовательность соударений будет самофокусирующейся, если  $d > s$ , т.е. направление вектора скорости у последующих шаров будет экспоненциально быстро приближаться к оси цепочки. Если же  $d < s$ , то столкновения будут дефокусирующиеся и сколь угодно малое начальное отклонение вектора скорости от оси цепочки будет экспоненциально расти при последующих столкновениях

где вклад от малой поперечной компоненты начальной скорости не учтен. Напомним, что в нашей модели масса атома  $M = 1$ .

### 3. УСЛОВИЕ САМОФОКУСИРОВКИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Задача о самофокусировке столкновений цепочки твердых шаров была решена в работе [49]. Шары диаметром  $d$  расположены в ряд на расстоянии  $s$  друг от друга (см. рис. 2). Предположим, что первый шар запускается не строго вдоль цепочки, а под некоторым углом  $\theta$ . Точные геометрические расчеты показывают, что если  $d > s$ , то последовательность соударений будет самофокусирующейся, т.е. направление вектора скорости у последующих шаров будет экспоненциально быстро приближаться к оси цепочки. При нарушении данного условия, наоборот, столкновения будут дефокусирующимися, т.е. сколь угодно малое начальное отклонение вектора скорости от оси цепочки будет экспоненциально расти при последующих столкновениях. Важно заметить, что величина скорости столкновения шаров не входит в условие устойчивости, т.е. для твердых шаров условие самофокусировки не зависит от скорости шаров.

Для кристалла в состоянии равновесия атомы диаметра  $d$  располагаются в плотноупакованном ряду, т.е. расстояние  $s$  между ними равно нулю (см. рис. 3). Однако критерий самофокусировки столк-



**Рис. 3.** Условие самофокусировки цепочки атомов диаметра  $d$ , расположенных на расстоянии  $s = 0$  друг от друга. Эффективный диаметр атомов зависит от скорости их столкновения. Критерий самофокусировки столкновений атомов можно сформулировать следующим образом: скорость их столкновения не должна превышать величины, при которой центры атомов оказываются ближе половины их диаметра

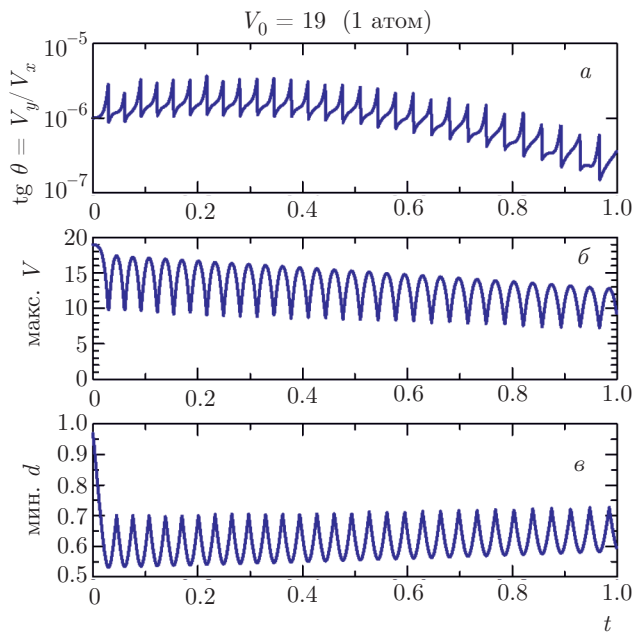
новения твердых шаров не применим к атомам, поскольку при столкновении последних их центры сближаются, причем тем больше, чем выше скорость столкновения. Таким образом, эффективный диаметр атомов при столкновениях зависит от скорости столкновения и он тем меньше, чем выше скорость. Учитывая критерий самофокусировки твердых шаров и деформируемость атомов, сформулируем критерий самофокусировки атомов: скорость их столкновения должна быть не более той, что приводит к сближению центров атомов на половину их диаметра:

$$d_{min} > d/2. \tag{3}$$

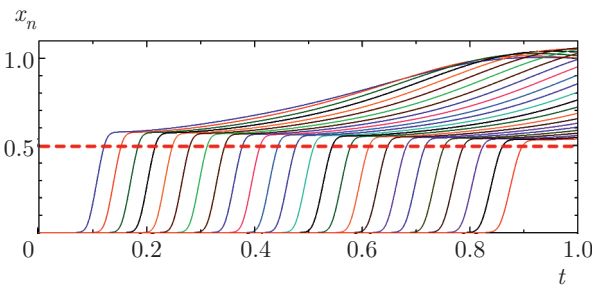
Данное условие для атомов, в отличие от условия самофокусировки твердых шаров, не является строгим, но, как будет показано ниже, оно справедливо для парных взаимодействий Морзе.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 4 и рис. 5 показаны результаты для классического сверхзвукового 1-краудиона, который был получен, если сообщить одному атому плотноупакованного ряда скорость  $V_0 = 19$ . Вектор скорости был направлен под малым углом  $\theta = 10^{-6}$  по отношению к оси плотноупакованного ряда. На рис. 4а



**Рис. 4.** Результаты для самофокусирующегося сверхзвукового 1-краудиона, запущенного путем сообщения одному атому плотноупакованного ряда скорости  $V_0 = 19$ . Вектор скорости был направлен под малым углом  $\theta = 10^{-6}$  по отношению к оси плотноупакованного ряда: *a* — эволюция угла  $\theta$ , посчитанного для самого быстрого атома, как функция времени; *b* — максимальная скорость атомов как функция времени; *c* — минимальное расстояние между атомами как функция времени



**Рис. 5.** Перемещения атомов как функции времени при движении 1-краудиона, запущенного путем сообщения одному атому плотноупакованного ряда скорости  $V_0 = 19$

показана эволюция  $\theta$  для самого быстрого атома как функция времени, откуда видно, что угол не растет от столкновения к столкновению, т. е. столкновения самофокусирующиеся. Максимальная скорость атомов от соударения к соударению падает, поскольку краудион постоянно теряет свою энергию на возбуждение соседних атомов (см. рис. 4*б*). Минимальное расстояние между атомами не падает ниже 0.5 (см. рис. 4*в*), т. е. условие самофокусировки (3) выпол-

нено. На рис. 5 показаны перемещения атомов как функции времени при движении краудиона. Видно, что атомы преодолевают потенциальный барьер, вершина которого расположена при  $x = 0.5$ , но при этом теряют свою скорость и далее движутся очень медленно к новому положению равновесия, расположенному при  $x = 1$ . Таким образом, траектории атомов состоят из двух частей, первую часть они преодолевают с большой скоростью, а на второй части траектории движутся медленно. Для каждого последующего атома быстрая часть траектории становится все короче и массоперенос закончится, когда очередной атом не сможет преодолеть потенциальный барьер, т. е. не перейдет отметку  $x = 0.5$ . Поэтому возникает естественное предположение, что если первому атому сообщить большую начальную скорость, то краудион должен продвинуться дальше. Проверим данное предположение.

На рис. 6 и рис. 7 показаны аналогичные результаты, что и на рис. 4 и рис. 5, но для 1-краудиона, который был получен, если сообщить одному атому плотноупакованного ряда скорость  $V_0 = 28$ . На рис. 7 видно, что атомы действительно проскакивают потенциальный барьер и теряют свою скорость дальше, чем в предыдущем случае. Но, как видно на рис. 6*а*, движение дефокусирующееся, угол  $\theta$  экспоненциально быстро растет (следует обратить внимание на то, что шкала ординат рис. 6*а* дана в логарифмическом масштабе). Если посмотреть на минимальное расстояние между атомами на рис. 6*в*, то видно, что оно менее критического значения 0.5 и критерий самофокусировки краудиона (3) не выполнен. Отметим, что критерий самофокусировки (3) действительно справедлив для рассматриваемого кристалла.

Итак, мы столкнулись со следующей проблемой. Запуская атом с не очень большой скоростью, мы получаем устойчивое движение, но краудион имеет относительно небольшую длину пробега, потому что его начальная энергия невелика. Попытка придать ему большую начальную энергию приводит к неустойчивому движению и длина пробега даже уменьшается вместо того, чтобы увеличиться. Можно ли преодолеть данную трудность? Решение проблемы состоит в том, чтобы запустить в начальный момент не один, а  $N$  соседних атомов, для простоты, с одинаковой скоростью. Каждый атом может иметь не слишком большую скорость, при которой условие самофокусировки выполнено, но общая энергия данной системы будет в  $N$  раз больше, чем в случае, если запускать только один атом с такой же скоростью.

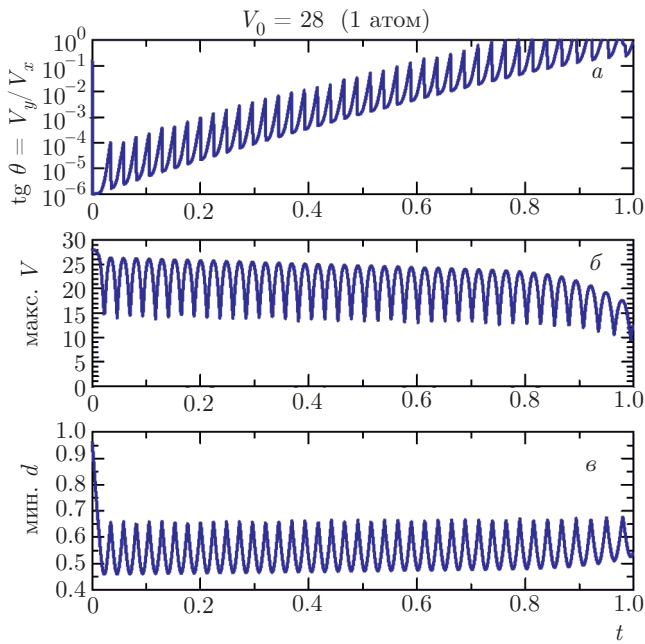


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, но для начальной скорости атома  $V_0 = 28$

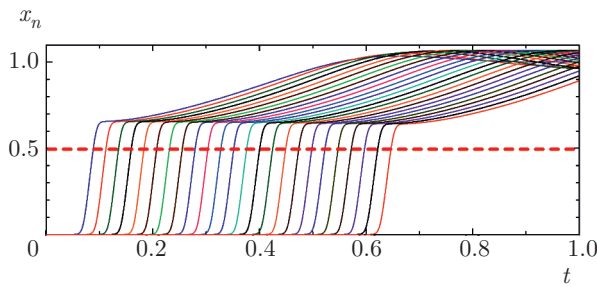


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но для начальной скорости атома  $V_0 = 28$

На рис. 8 показаны результаты для 2-краудиона, запущенного приданием начальной скорости  $V_0 = 17$  двум соседним атомам вдоль плотноупакованного ряда с малым отклонением направления векторов скорости от оси атомного ряда. Из рис. 8а следует, что движение краудиона является самофокусирующимся, поскольку угол  $\theta$  не растет от соударения к соударению, оставаясь на уровне  $10^{-4}$ . Как видно на рис. 8б, минимальное расстояние между атомами не меньше 0.5, т.е. условие самофокусировки (3) выполнено. На рис. 8б показана скорость атомов, имеющих в момент времени  $t$  максимальную скорость. Видно, что от столкновения к столкновению скорость краудиона падает.

На рис. 9 показаны перемещения атомов как функции времени для 2-краудиона. В данном случае траектории имеют два быстрых участка, в отличие

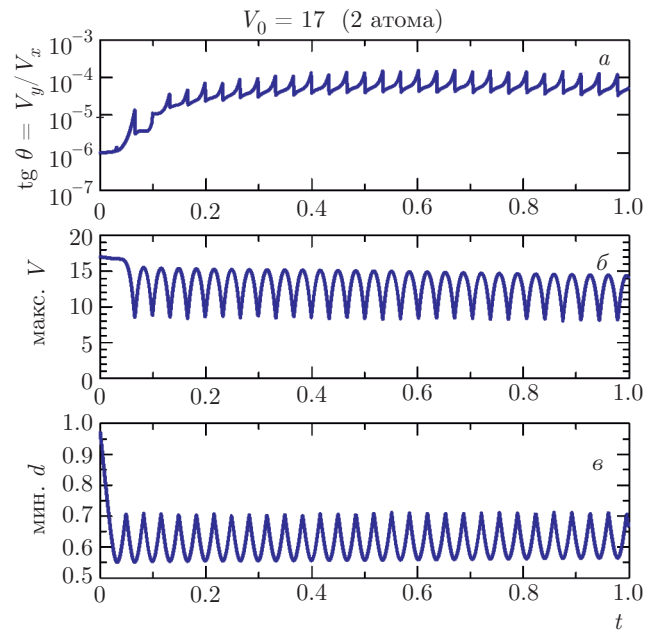


Рис. 8. То же, что и на рис. 5, но для 2-краудиона, запущенного путем сообщения начальной скорости  $V_0 = 17$  двум соседним атомам вдоль плотноупакованного ряда с малым отклонением направления векторов скорости от оси атомного ряда

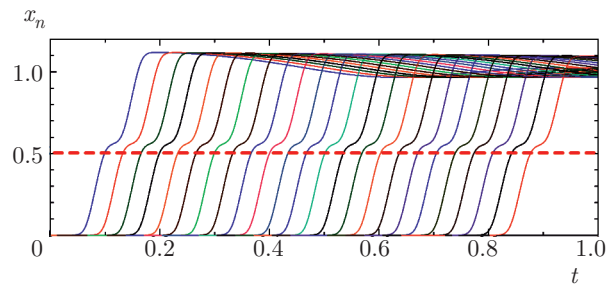


Рис. 9. То же, что и на рис. 5, но для 2-краудиона, запущенного путем сообщения начальной скорости  $V_0 = 17$  двум соседним атомам вдоль плотноупакованного ряда

от траекторий 1-краудиона, показанных на рис. 5 и 7. При этом атомы оказываются близкими к новому положению равновесия при  $x = 1$ . Отметим, что скорость перемещения междуузельного атома по решетке выше максимальной скорости движения атомов на траекториях. В самом деле, как видно на рис. 8а, максимальная скорость отдельных атомов близка к  $V_{max} = 15$ . В то же время, на рис. 9 видно, что один перескок атомов в новое положение равновесия (т.е. перемещение междуузельного атома на единичное расстояние) занимает примерно 0.0345 единиц времени, т.е. междуузельный атом движется со скоростью примерно 29 единиц времени. Та-

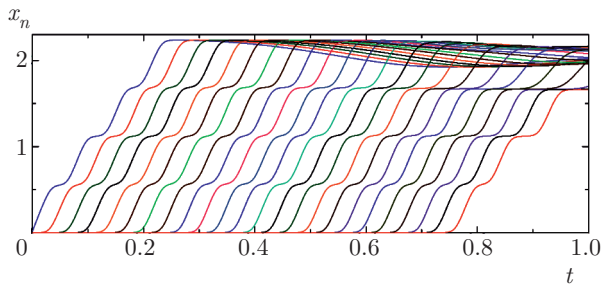


Рис. 10. То же, что и на рис. 5, но для 4-краудиона, запущенного приданием начальной скорости  $V_0 = 17$  четырем соседним атомам вдоль плотноупакованного ряда

**Таблица.** Максимальное расстояние  $S$ , измеряемое в межатомных расстояниях, на которое был осуществлен массоперенос  $N$ -краудионом, запущенным путем придания начальной скорости  $V_0 = 17$  соседним  $N$  атомам вдоль плотноупакованного ряда

$N$	1	2	3	4	5	6	7	8	10
$S$	49	203	288	675	688	762	719	677	379

кое отличие скорости движения отдельных атомов от скорости массопереноса связано с тем, что атомы сталкиваются не как точечные массы, а как частицы конечных размеров. Отметим, что скорость продольного звука в изучаемом кристалле равна 7.7.

На рис. 10 показаны перемещения атомов как функции времени для 4-краудиона, запущенного путем придания начальной скорости  $V_0 = 17$  четырем соседним атомам вдоль плотноупакованного ряда. В данном случае траектории имеют четыре быстрых участка, при этом атомы переносятся на два междоузельных расстояния. Это означает, что рассматриваемый 4-краудион переносит два междоузельных атома, в отличие от рассмотренных ранее 1- и 2-краудионов.

Приведем данные о длине пробега  $N$ -краудионов, запущенных путем придания начальной скорости  $V_0 = 17$  соседним  $N$  атомам вдоль плотноупакованного ряда. Максимальное расстояние  $S$ , измеряемое в межатомных расстояниях, на которое был осуществлен массоперенос, в зависимости от  $N$  приведено в таблице. Максимальное значение  $S = 762$  получено для  $N = 6$  и оно более чем в 15 раз превышает длину пробега классического 1-краудиона.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новое семейство нелинейных возбуждений, названных сверхзвуковыми  $N$ -краудионами, было изучено с помощью метода молекулярной динамики для плотноупакованного двумерного кристалла Морзе. В отличие от классического сверхзвукового 1-краудиона, в сверхзвуковом  $N$ -краудионе не один, а  $N$  атомов движутся одновременно с высокой скоростью.  $N$ -краудионы осуществляют массоперенос на большие расстояния и для их инициирования требуется меньшая полная энергия, чем для 1-краудиона. Мы полагаем, что  $N$ -краудионы могут генерироваться в объеме кристалла при облучении медленными нейтронами, приводящими к большим каскадам атомных смещений. Они также могут иницироваться на поверхности кристалла в результате бомбардировки не одиночными ионами, а ионизованными молекулами, производящими не единичный удар по поверхности, а серию ударов. Представленное здесь исследование следует продолжить анализом динамики  $N$ -краудионов в чистых металлах и других кристаллах, описываемых реалистичными межатомными потенциалами.

Авторы признательны Н. Н. Медведеву за идею данного исследования. Работа Д. С. В. выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00984). Работа К. Е. А. и Ч. А. П. выполнена при финансовой поддержке РНФ (гранты №№ 14-13-00982, 16-12-10175).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Инденбом, Письма в ЖЭТФ **12**, 526 (1970).
2. V. V. Pokropivny, V. V. Skorokhod, and A. V. Pokropivny, Model. Simul. Mater. Sci. **5**, 579 (1997).
3. V. D. Natsik and S. N. Smirnov, Low Temp. Phys. **42**, 207 (2016).
4. M. Kiritani, J. Nucl. Mater. **276**, 41 (2000).
5. I. Salehinia and D. F. Bahr, Scripta Mater. **66**, 339 (2012).
6. V. G. Kononenko, V. V. Bogdanov, A. N. Turenko, M. A. Volosyuk, and A. V. Volosyuk, Probl. At. Sci. Technol. **104**, 15 (2016).
7. A. Korbelt and W. Bochniak, Int. J. Mech. Sci. **128**, 269 (2017).
8. H. Mehrer, *Diffusion in Solids*, Springer-Verlag, Berlin (2007).

9. A. E. Sand, S. L. Dudarev, and K. Nordlund, *Europhys. Lett.* **103**, 46003 (2013).
10. X. Yi, M. L. Jenkins, K. Hattar, P. D. Edmondson, and S. G. Roberts, *Acta Mater.* **92**, 163 (2015).
11. Z. Zhang, K. Yabuuchi, and A. Kimura, *J. Nucl. Mater.* **480**, 207 (2016).
12. T. Koyanagi, N. A. P. K. Kumar, T. Hwang, L. M. Garrison, X. Hu, L. L. Snead, and Y. Katoh, *J. Nucl. Mater.* **490**, 66 (2017).
13. A. Xu, D. E. J. Armstrong, C. Beck, M. P. Moody, G. D. W. Smith, P. A. J. Bagot, and S. G. Roberts, *Acta Mater.* **124**, 71 (2017).
14. D. A. Terentyev, T. P. C. Klaver, P. Olsson, M.-C. Marinica, F. Willaime, C. Domain, and L. Malerba, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 145503 (2008).
15. H. R. Paneth, *Phys. Rev.* **80**, 708 (1950).
16. P. M. Derlet, D. Nguyen-Manh, and S. L. Dudarev, *Phys. Rev. B* **76**, 054107 (2007).
17. A. M. Kosevich and A. S. Kovalev, *Sol. St. Comm.* **12**, 763 (1973).
18. A. S. Davydov and A. V. Zolotariuk, *Phys. Scripta* **30**, 426 (1984).
19. J. F. R. Archilla, Y. A. Kosevich, N. Jimenez, V. J. Sanchez-Morcillo, and L. M. Garcia-Raffi, *Phys. Rev. E* **91**, 022912 (2015).
20. Yu. A. Kosevich, R. Khomeriki, and S. Ruffo, *Europhys. Lett.* **66**, 21 (2004).
21. Y. N. Osetsky, D. J. Bacon, and A. Serra, *Phil. Mag. Lett.* **79**, 273 (1999).
22. S. Han, L. A. Zepeda-Ruiz, G. J. Ackland, R. Car, and D. J. Srolovitz, *Phys. Rev. B* **66**, 220101 (2002).
23. H. Abe, N. Sekimura, and Y. Yang, *J. Nucl. Mater.* **323**, 220 (2003).
24. S. L. Dudarev, *Phil. Mag.* **83**, 3577 (2003).
25. Y. N. Osetsky, D. J. Bacon, A. Serra, B. N. Singh, and S. I. Golubov, *Phil. Mag.* **83**, 61 (2003).
26. D. A. Terentyev, L. Malerba, and M. Hou, *Phys. Rev. B* **75**, 104108 (2007).
27. W. H. Zhou, C. G. Zhang, Y. G. Li, and Z. Zeng, *Sci. Rep.* **4**, 5096 (2014).
28. W. H. Zhou, C. G. Zhang, Y. G. Li, and Z. Zeng, *J. Nucl. Mater.* **453**, 202 (2014).
29. J. F. R. Archilla, S. M. M. Coelho, F. D. Auret, V. I. Dubinko, and V. Hizhnyakov, *Physica D* **297**, 56 (2015).
30. F. M. Russell, *Nature (London)* **217**, 51 (1967).
31. F. M. Russell, *Phys. Lett. A* **130**, 489 (1988).
32. F. Russell, *Nucl. Tracks. Rad. Meas.* **15**, 41 (1988).
33. D. Schlöber, K. Kroneberger, M. Schosnig, F. M. Russell, and K. O. Groeneveld, *Radiat. Meas.* **23**, 209 (1994).
34. F. M. Russell and J. C. Eilbeck, *Europhys. Lett.* **78**, 10004 (2007).
35. J. Bajars, J. C. Eilbeck, and B. Leimkuhler, *Physica D* **301–302**, 8 (2015).
36. J. Bajars, J. C. Eilbeck, and B. Leimkuhler, *Springer Series Mater.* **221**, 35 (2015).
37. J. L. Marin, F. M. Russell, and J. C. Eilbeck, *Phys. Lett. A* **281**, 21 (2001).
38. С. В. Дмитриев, Е. А. Корзникова, Ю. А. Баимова, М. Г. Веларде, *УФН* **186**, 471 (2016).
39. A. P. Chetverikov, W. Ebeling, and M. G. Velarde, *Physica D* **240**, 1954 (2011).
40. Yu. A. Kosevich, *IOP Conf. Series: J. Physics: Conf. Series* **833**, 012021 (2017).
41. B. B. Straumal, X. Sauvage, B. Baretzky, A. A. Mazilkin, and R. Z. Valiev, *Scripta Mater.* **70**, 59 (2014).
42. B. Straumal, A. Korneva, and P. Zieba, *Arch. Civil Mech. Eng.* **14**, 242 (2014).
43. Б. Б. Страумал, А. Р. Кильмаматов, Ю. О. Кучев, К. И. Колесников, А. Корнева, П. Земба, Б. Барецки, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 418 (2014).
44. C. M. Cepeda-Jimenez, J. I. Beltran, A. Hernando, M. A. Garcia, F. Yndurain, A. Zhilyaev, and M. T. Perez-Prado, *Acta Mater.* **123**, 206 (2017).
45. C. Domain and A. Legris, *Phil. Mag.* **85**, 569 (2005).
46. G. Verite, C. Domain, C.-C. Fu, P. Gasca, A. Legris, and F. Willaime, *Phys. Rev. B* **87**, 134108 (2013).
47. Y.-H. Li, H.-B. Zhou, S. Jin, Y. Zhang, H. Deng, and G.-H. Lu, *Nucl. Fusion* **57**, 046006 (2017).
48. A. M. Iskandarov, N. N. Medvedev, P. V. Zakharov, and S. V. Dmitriev, *Comput. Mater. Sci.* **47**, 429 (2009).
49. П. И. Гарбер, А. И. Федоренко, *УФН* **83**, 385 (1964).