

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 538.911

DOI: 10.17223/00213411/64/2/91

Р.Т. МУРЗАЕВ¹, А.С. СЕМЕНОВ², А.И. ПОТЕКАЕВ³, М.Д. СТАРОСТЕНКОВ⁴,
П.В. ЗАХАРОВ⁵, В.В. КУЛАГИНА⁶, С.В. ДМИТРИЕВ^{1,7}

ПРОСТРАНСТВЕННО ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СЛАБОУСТОЙЧИВЫХ СОСТОЯНИЯХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ *

Проведен анализ пространственно локализованных и периодических во времени колебательных мод (дискретных бризеров – ДБ). Установлено, что дискретность и нелинейность среды являются основными необходимыми условиями существования ДБ и эти условия выполняются в кристаллической решетке. Обсуждается роль ДБ в формировании физических свойств кристаллов. Приводятся аргументы в пользу того, что эта роль многократно возрастает в состояниях далеких от термодинамического равновесия и в слабоустойчивых предпереходных состояниях кристаллической решетки.

Ключевые слова: дискретный бризер, внутренняя локализованная мода, металл, упорядоченный сплав, нелинейная динамика решетки, молекулярная динамика.

Введение

В настоящее время многие металлические материалы используются в неравновесных и слабоустойчивых структурно-фазовых состояниях. Кроме того, такие материалы работают в условиях интенсивных внешних воздействий – под облучением, нагрузкой, при протекании электрического тока высокой плотности и т.п. Материалы, прежде всего металлические, в таких условиях оказываются в предпереходных состояниях, характеризующихся слабой устойчивостью их структуры и свойств по отношению к внешним воздействиям [1–22]. Одно из возможных проявлений слабой устойчивости кристаллической решетки состоит в пространственно неоднородном распределении энергии, в её локализации. По указанным причинам рассмотрение особенностей поведения структуры и свойств материалов в области предпереходных слабоустойчивых состояний вблизи границы потери устойчивости привлекает пристальное внимание. Именно в этой области состояний, эффектов и явлений физических систем можно ожидать принципиально новых научных прорывов. Для областей вблизи потери устойчивости не существует пока обоснованных физических представлений, отсутствуют модели и приближения, не разработаны теоретические подходы.

В данных областях существенно возрастает роль структурных дефектов (как статических, так и динамических) [1–22]. Естественная неоднородность структуры приводит к локальным неоднородностям распределения в пространстве энергии, прежде всего к динамическим неоднородностям в форме колебаний решетки [1–22]. На фоне слабой устойчивости системы к возбуждениям роль таких локализованных колебаний кристаллической решетки, как можно ожидать, значительно возрастает. По существу, такие динамические неоднородности являются предтечей структурно-фазовых превращений в системе, причем путь перехода может быть весьма разнообразен в зависимости как от предыстории перехода, так и от типа структурной неоднородности и слабоустойчивого состояния системы. Ранее было показано, что локализованные колебания кристаллической решетки – дискретные бризеры (ДБ) существуют в кристаллах различных типов [например, 1, 23, 24], а в настоящее время актуален анализ особенностей ДБ в конкретных кристаллах.

Цель данной работы – проанализировать ситуацию с исследованиями локализованных колебаний кристаллической решетки металлов и сплавов в форме дискретных бризеров.

Особенности локализованных колебаний – дискретных бризеров

Рассмотрим локализованные колебания кристаллической решетки – дискретные бризеры, которые иначе называются внутренними колебательными модами. Под дискретным бризером понимается пространственно локализованная и периодическая по времени колебательная мода в безде-

* А.С. Семенов выражает признательность за поддержку РФФИ, грант № 18-32-00171 (обсуждение содержания обзора, отбор и подготовка иллюстративного материала). С.В. Дмитриев благодарит РФФИ, грант № 19-02-00971 (участие в написании обзора). Работа частично поддержана госзаданием ИПСМ РАН, проект ААААА17-117041310220-8.

фектной нелинейной решетке [23]. ДБ не излучает свою энергию, поскольку его частота находится вне спектра поддерживаемых кристаллом бегущих малоамплитудных волн (фононов).

Таким образом, возникают два важных вопроса: какова структура фононного спектра кристалла и за счет чего частота ДБ может выходить из фононного спектра.

Фононный спектр кристаллов с простой структурой, например чистых металлов, не имеет щели (часто называемой запрещенной зоной), а это означает, что такие кристаллы могут поддерживать только ДБ с частотами выше фононного спектра. С другой стороны, кристаллы со сложной структурой могут иметь фононный спектр со щелью, причем в них могут существовать ДБ с частотами как выше спектра, так и лежащими в щели (так называемые щелевые ДБ). Частота ДБ выходит из фононного спектра из-за нелинейности межатомных взаимодействий вследствие того, что в нелинейных системах частота колебаний зависит от амплитуды [23]. Колебательная мода демонстрирует жесткий (мягкий) тип нелинейности, когда её частота увеличивается (уменьшается) с ростом амплитуды. Очевидно, что ДБ с мягким типом нелинейности возможны только в кристаллах, имеющих щель в фононном спектре [24]. Как правило, частота таких ДБ отделяется от верхнего края щели и с ростом амплитуды опускается в щель. Щелевой ДБ также может демонстрировать нелинейность жесткого типа с частотой, отделяющейся от нижнего края щели и увеличивающейся в пределах щели с ростом амплитуды. В кристаллах со спектром без щели могут существовать только ДБ с жестким типом нелинейности [23].

При рассмотрении вопроса о типе нелинейности (жесткой или мягкой) колебательных мод в кристаллических решетках отправной точкой является работа [25], где были рассмотрены одномерные (1D) монокристаллы и биатомные кристаллы. Хорошо известно, что акустическая и оптическая части спектра биатомного кристалла разделены щелью (запрещенной зоной). Спектр монокристалла не имеет оптической ветви и, следовательно, является бесщелевым.

Исследования были проведены для ряда межатомных взаимодействий [25], описываемых парными потенциалами: полиномиальным потенциалом $K_2-K_3-K_4$, потенциалами Тоды, Борна – Майера, Леннарда-Джонса и Морзе. Показано, что потенциалы Борна – Майера, Леннарда-Джонса и Морзе проявляют мягкий тип нелинейности и не поддерживают локализованные моды с частотами, растущими выше фононного спектра. В биатомном кристалле со щелью в фононном спектре удалось возбудить щелевые ДБ с мягким типом нелинейности. На этом основании сделан вывод, что решетки с типичными межатомными потенциалами могут поддерживать лишь колебательные моды с мягким типом нелинейности. Поэтому маловероятно, чтобы ДБ были обнаружены в кристаллах с бесщелевым спектром (например, в чистых металлах) [25]. Попыток возбуждения ДБ в чистых металлах долгое время не делалось ввиду отсутствия щели в их фононном спектре.

Следует отметить, что межатомные потенциалы имеют, как правило, точку перегиба, в которой вторая производная по расстоянию меняет знак с положительного на отрицательный, так что на малых расстояниях потенциал жесткий, а на больших – мягкий. Это можно представить следующим образом. На больших расстояниях атомы взаимодействуют, в основном, посредством перекрытия электронных облаков, а на малых расстояниях более значительную роль играют взаимодействия их ядер. Можно полагать, что если мягкий хвост потенциала вносит больший вклад в динамику конкретной колебательной моды, то частота моды будет уменьшаться с амплитудой, а если преобладает вклад от жесткого ядра, то происходит обратное.

Рассмотрим одномерную цепочку идентичных атомов единичной массы. Пусть взаимодействие частицы с ближайшими соседями описывается потенциалом $U = U(r)$. Обозначим $x_n(t)$ – координата частицы n , которая является неизвестной функцией времени t . Динамика цепочки описывается следующими уравнениями движения:

$$\frac{d^2 x_n}{dt^2} = U'(x_{n+1} - x_n) - U'(x_n - x_{n-1}). \quad (1)$$

В рамках этой простой модели (рис. 1, а) рассмотрим динамику коротковолновой моды, описывая межатомное взаимодействие потенциалом Морзе. Полагаем, что все частицы колеблются с одинаковой амплитудой A , причем каждая в противофазе с ближайшими соседями. Рассмотрим два случая. В первом – межатомное расстояние h является функцией амплитуды моды A , так что цепочка находится под нулевым внешним давлением. Это означает, что цепочка может осуществлять свободное «тепловое расширение». Во втором случае расстояние между центрами колебаний атомов фиксировано (тепловое расширение запрещено), то есть $h = 1$. При увеличении амплитуды колебания A в цепочке будет расти давление p . На рис. 1, б частота моды ω и межатомное расстоя-

ние h показаны как функции амплитуды для первого случая. Видно, что ω уменьшается с ростом A так, что рассматриваемая мода демонстрирует нелинейность мягкого типа. Однако во втором случае (рис. 1, в) частота ω и давление p увеличиваются с ростом A . Это происходит потому, что при условии постоянного объема жесткое ядро потенциала Морзе вносит больший вклад в динамику моды, а в случае нулевого давления (когда расстояние между центрами колебаний атомов увеличивается) растет вклад от мягкого хвоста потенциала.

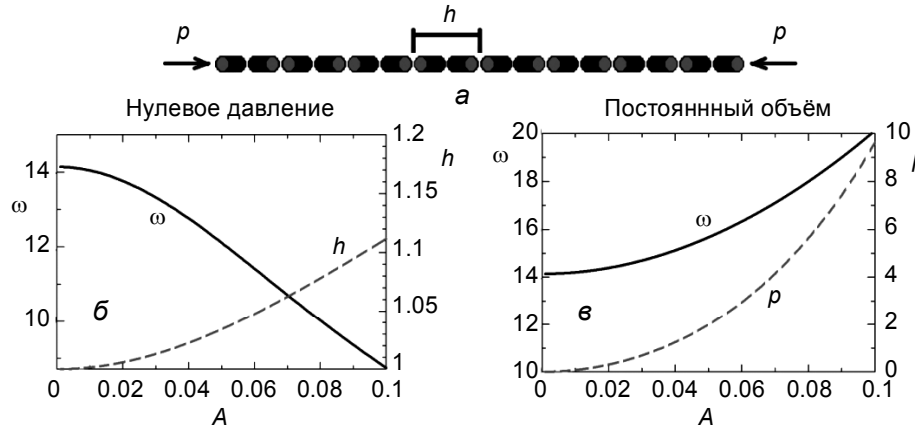


Рис. 1. Коротковолновая колебательная мода в одномерном моноатомном кристалле: все атомы колеблются с одинаковой амплитудой A , каждый из них в противофазе с ближайшими соседями (а). Частота (левая ордината) и расстояние между центрами колебаний соседних атомов (правая ордината) как функции A в случае нулевого внешнего давления при наличии теплового расширения цепочки (б). Частота (левая ордината) и давление (правая ордината) как функции A в случае постоянного объема ($h = 1$) при отсутствии теплового расширения (в)

В этой ситуации понятно почему ДБ не может существовать в моноатомной цепочке с взаимодействием в виде потенциала Морзе. Если бы пространственно локализованная колебательная мода большой амплитуды появилась, то это привело бы к локальному «тепловому расширению» с увеличением расстояния между центрами колебаний атомов. При этом возрос бы вклад мягкого хвоста потенциала в динамику моды, однако ее частота не смогла бы расти с амплитудой, чтобы оказаться выше бесцелевого фононного спектра.

Оказалось, что результаты [25] справедливы только для одномерных кристаллов. Уже в двумерной решетке с потенциалом межатомного взаимодействия Морзе (решетка Морзе) существуют различные возможности подавления «теплового расширения» в ядре ДБ, а его частота может расти с амплитудой выше фононного спектра, что делает ДБ долгоживущей колебательной модой.

Одна из таких возможностей возбуждения ДБ в двумерной решетке Морзе представлена на рис. 2 [26]. Стержнеобразный ДБ возбужден в плотноупакованном атомном ряду рис. 2, а. В данном ДБ колебания с большой амплитудой совершают с десяток атомов одного плотноупакованного ряда, при этом амплитуда их колебаний экспоненциально убывает с удалением от центра ДБ. Очевидно, что атомы в ядре ДБ лишены возможности свободного теплового расширения, потому что атомный ряд, в котором возбужден ДБ, испытывает действие индуцируемого окружающими атомами периодического локального потенциала.

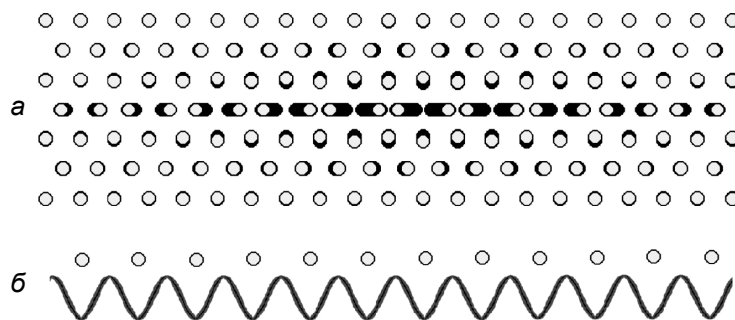


Рис. 2. Стержнеобразный ДБ в двумерной моноатомной решетке Морзе [26] (а). Схематическое изображение атомной цепочки в локальном периодическом потенциале (б)

На рис. 2, б схематически изображена атомная цепочка в поле локального периодического потенциала, сдерживающего тепловое расширение атомов. Жесткое ядро потенциала Морзе вносит больший вклад в динамику, чем его мягкий хвост, при этом частота ДБ растет с амплитудой выше фононного спектра [26].

В двумерной моноатомной решетке Морзе можно получить другой ДБ, имеющий радиальную симметрию (рис. 3) [27]. Этот ДБ также имеет частоту выше фононного спектра потому, что «тепловое расширение» его ядра подавляется, вероятно, окружающей частью кристалла. С помощью

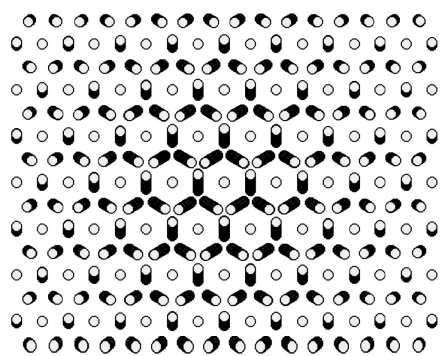


Рис. 3. ДБ радиальной симметрии в моноатомной двумерной решетке Морзе [27]

теории линейной упругости можно оценить давление на ядро ДБ со стороны окружающей среды. Расчеты показывают, что в двумерном случае ядро ДБ создает радиальные перемещения R , которые убывают с расстоянием от центра ДБ весьма медленно, как R^{-1} , а напряжения – как R^{-2} [26, 27]. Радиальное сжимающее напряжение сдерживает «тепловое расширение» ядра ДБ, что делает вклад жесткого ядра потенциала Морзе достаточным для существования ДБ с жестким типом нелинейности. В трехмерном случае радиальные перемещения убывают как R^{-2} , а напряжения как R^{-3} [26, 27]. Таким образом, подавление «теплового расширения» ДБ окружающей упругой средой в трехмерном случае более эффективно, чем в двумерном. Следовательно, вероятность возникновения и существования дискретного бризера в слабоустойчивом состоянии трехмерной системы значительно возрастает по сравнению со случаем двумерной, тем более одномерной.

Можно заключить, что в двумерных и трехмерных системах с межатомными потенциалами с твердым ядром и мягким хвостом могут существовать ДБ с жестким типом нелинейности, так как «тепловое расширение» ядра ДБ подавляется окружающей частью кристалла, а жесткое ядро межатомного потенциала вносит больший вклад в динамику ДБ, чем мягкий хвост.

ДБ в чистых металлах

Впервые возбужденные ДБ имели стержнеобразную структуру (рис. 2, а) [28], причем они могли двигаться вдоль плотно упакованного атомного ряда. Было продемонстрировано, что в чистых металлах могут существовать локализованные колебательные моды с нелинейностью жесткого типа. Полученный результат объяснялся тем, что в металлах вклад нечетных ангармонизмов сильно снижается из-за экранирования ион-ионного взаимодействия проводящими электронами [29]. Это дополнительный источник повышения жесткости связи. Даже парный потенциал Морзе допускает существование ДБ с жестким типом нелинейности, если его ядро вносит больший вклад в динамику, чем мягкий хвост.

Начальные условия для возбуждения ДБ. В некоторых кристаллах ДБ могут иметь весьма высокую степень пространственной локализации, например, щелевые ДБ в графене [30], в ионных кристаллах семейства NaCl со значительной разницей в атомных массах анионов и катионов [31], в которых ДБ локализованы, практически, на одном легком атоме. В растянутом графене ДБ локализован на паре колеблющихся в противофазе атомов [32–34]. Такие ДБ очень легко возбудить, например, задав начальное смещение одному или паре атомов, которые имеют большие амплитуды колебаний. В металлах ДБ гораздо менее локализованы (их структура близка к показанной на рис. 2, а и 3). Отметим, что возбуждение таких коллективных колебательных мод является непростой задачей. В частности, при возбуждении стержнеобразного ДБ в Ni и Nb начальные смещения были даны восьми атомам в плотноупакованном атомном ряду [28], а для возбуждения движущегося ДБ в начальные смещения вводилась асимметрия.

Один из подходов к поиску начальных условий для возбуждения ДБ состоит в анализе локализованных нелинейных колебательных мод (ДНКМ) [35]. ДНКМ – это моды большой амплитуды, являющиеся точными решениями нелинейных динамических уравнений и обусловленные точечной симметрией кристаллической решетки. Если частота ДНКМ с ростом амплитуды выходит из фононного спектра, то можно использовать колоколообразную локализующую функцию для получения ДБ. Этот подход эффективен для возбуждения ДБ в двумерном кристалле Морзе [36].

Для возбуждения стоячих и движущихся стержнеобразных ДБ в металлах был предложен анзац (физически обоснованное предположение о форме решения) с несколькими параметрами [26], который был успешно использован для возбуждения стержнеобразных ДБ в чистых металлах [37–39]. Такие ДБ могут двигаться вдоль плотноупакованного атомного ряда со скоростью около 0.1 скорости звука [38].

ДБ и дефекты кристаллической решетки. Известно, что дефекты кристаллической решетки в значительной степени определяют механические и физические свойства металлических материалов. Первые исследования взаимодействия ДБ с вакансией были проведены в рамках одномерной модели Френкеля – Конторовой [40]. Было показано, что движущийся ДБ, взаимодействуя с вакансией, может привести к ее миграции. Кроме того, значительную роль в этом процессе играет нелинейная колебательная мода, локализованная на соседнем с вакансией атоме [40]. Так же изучалась миграция межузельного атома за счет взаимодействия с движущимся ДБ. Позже столкновение стержнеобразного движущегося ДБ с вакансией было рассмотрено в двумерном кристалле Морзе. Было показано, что ДБ снижает энергетический барьер миграции вакансий [41].

Воздействия рентгеновских лучей или медленных нейтронов на ряд металлов (Ni, Nb и Fe) изучалось в [29]. Было показано, что если энергия воздействия превышает десятки электрон-вольт, то могут образовываться вакансии и межузельные атомы, причем наблюдается сильная зависимость от направления импульса воздействия.

Взаимодействие движущихся стержнеобразных ДБ с вакансией, дислокацией и свободной поверхностью в Fe рассмотрено в [42]. Во всех случаях ДБ уменьшают энергетические барьеры миграции дефектов, способствуя трансформации структуры дефектов в кристаллической решетке.

ДБ в упорядоченных сплавах

До выяснения возможности существования в чистых металлах ДБ с жестким типом нелинейности активно изучались щелевые ДБ с мягким типом нелинейности в упорядоченных сплавах с большим различием атомных масс компонент. Наиболее изученным является интерметаллидное соединение Pt_3Al со сверхструктурой $L1_2$ на основе ГЦК-решетки [43, 44]. Одна из четырех подрешеток трансляционной ячейки имеет атомы одного сорта, а три другие – другого. Широкая щель в фононном спектре сплава появляется из-за большой разницы в атомных массах компонент: $M_{Pt} = 195.23$ а.е.м. и $M_{Al} = 26.97$ а.е.м. В [44] проанализированы два типа ДБ с частотами в щели фононного спектра и один тип с частотой, лежащей выше спектра.

Анализ столкновений между движущимися ДБ [44] (рис. 4) показал, что они взаимодействуют почти упруго, отталкиваясь друг от друга. Когда движущийся ДБ наталкивается на немобиль-

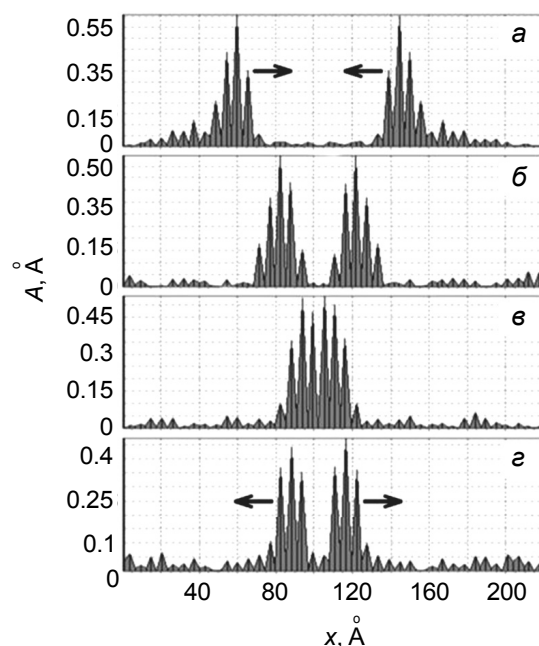


Рис. 4. Столкновение движущихся ДБ в Pt_3Al . ДБ взаимодействуют почти упруго, отражаясь друг от друга с незначительной потерей энергии на излучение малоамплитудных волн [44]

ный ДБ [44] (рис. 5), то часть его энергии излучается, а некоторая часть отдается немобильному ДБ. Поэтому амплитуда немобильного ДБ после столкновения оказывается несколько большей, чем до столкновения. Результаты [44] показывают, что в упорядоченных сплавах с щелью в фононном спектре возможно возбуждение множества различных типов пространственно локализованных нелинейных колебательных мод.

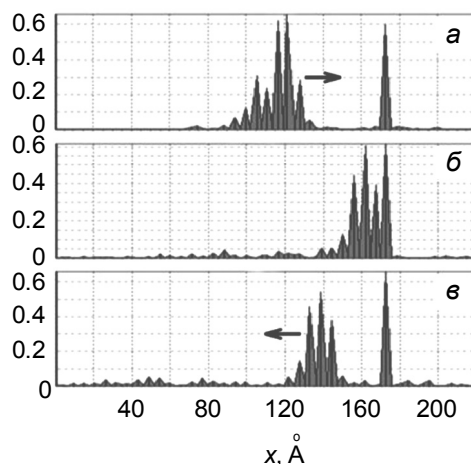


Рис. 5. Столкновение движущегося ДБ с немобильным ДБ в Pt_3Al . В результате столкновения движущийся ДБ теряет часть своей энергии на излучение и на передачу немобильному ДБ [44]

Анализ возможностей возбуждения дискретных бризеров с мягким типом нелинейности при интенсивном внешнем воздействии в кристалле Pt_3Al [45] продемонстрировал два возможных механизма возбуждения таких бризеров. В первом случае возбуждение происходит при единичном столкновении частицы с атомом алюминия, а во втором – путем накопления энергии на атомах алюминия посредством нескольких последовательных столкновений.

Влияние дискретных бризеров на свойства кристаллов

Многие металлические материалы работают в сильно неравновесных и слабоустойчивых структурно-фазовых состояниях, в условиях интенсивных внешних воздействий – под облучением, нагрузкой, при протекании электрического тока высокой плотности. Материалы в таких условиях оказываются в предпереходных состояниях, характеризующихся слабой устойчивостью их структуры и свойств по отношению к внешним воздействиям [1–22]. Одно из возможных проявлений слабой устойчивости состоит в пространственно неоднородном распределении энергии, в её локализации. Именно в области предпереходных слабоустойчивых состояний вблизи границы потери устойчивости можно ожидать принципиально новых научных прорывов, эффектов и явлений физических систем. Для областей вблизи потери устойчивости не существует пока обоснованных физических представлений, отсутствуют модели и приближения, не разработаны теоретические подходы.

В данных областях существенно возрастает роль структурных дефектов (как статических, так и динамических) [1–22]. Естественная неоднородность структуры приводит к локальным неоднородностям распределения в пространстве энергии, прежде всего динамическим неоднородностям в форме колебаний решетки [1–22].

На фоне слабой устойчивости системы к возбуждениям роль таких локализованных колебаний кристаллической решетки, как можно ожидать, значительно возрастает. По существу, такие динамические неоднородности являются предтечей структурно-фазовых превращений в системе, причем путь перехода может быть весьма разнообразен в зависимости как от предыстории перехода, так и от типа структурной неоднородности и слабоустойчивого состояния системы.

Исследование свойств ДБ важно из-за их влияния на макроскопические характеристики. К настоящему времени накоплен достаточный объем знаний о свойствах ДБ, чтобы подойти к пониманию их роли в слабоустойчивом состоянии систем вблизи границы потери устойчивости. Известно, что ДБ в металлах и сплавах локализуют энергию примерно до 10 эВ [28, 29, 38, 39, 41–54],

они способны перемещаться вдоль плотноупакованных направлений со скоростью ~ 0.1 скорости звука [39], перенося энергию на значительные расстояния. ДБ могут возникать как за счет тепловых флуктуаций, так и точечных структурных дефектов (вакансии и междоузельных атомов). Разница заключается лишь в том, что появление структурного дефекта приводит к некоторому повышению энергии системы, в то время как ДБ может возникнуть с малой энергией, энергия которого может расти за счет различных механизмов накачки [44].

Энергия ДБ может быть потрачена на образование или миграцию точечных и иных дефектов [41, 42], на испарение атомов с поверхности кристалла [46] и т.п. ДБ являются центрами рассеяния фононов и, тем самым, снижают теплопроводность кристаллов, вносят вклад в теплоемкость и тепловое расширение твердых тел, способствуют генерации второй гармоники [55].

Важно отметить, что концентрация ДБ может возрасти на порядки в условиях, далеких от теплового равновесия, при значительных потоках энергии через кристаллическую решетку (облучение, пластическая деформация, фазовые переходы, интенсивный нагрев, прохождение ударных волн и др.). Это связано с появлением локализованных слабоустойчивых состояний, со структурными превращениями в упорядочивающемся сплаве при термоциклировании [1–22] или при излучении акустической эмиссии в ходе горячей деформации алюминия [6].

Выводы

Многие металлические материалы работают в сильно неравновесных и слабоустойчивых структурно-фазовых состояниях. Одно из возможных проявлений слабой устойчивости состоит в пространственно неоднородном распределении энергии, в её локализации. Именно в области предпереходных слабоустойчивых состояний можно ожидать принципиально новых научных прорывов. Для областей вблизи потери устойчивости не существует пока обоснованных физических представлений, отсутствуют модели и приближения, не разработаны теоретические подходы. В данных областях существенно возрастает роль структурных дефектов (как статических, так и динамических). Естественная неоднородность структуры приводит к локальным неоднородностям распределения в пространстве энергии, прежде всего динамическим неоднородностям в форме колебаний решетки. На фоне слабой устойчивости системы к возбуждениям роль таких локализованных колебаний кристаллической решетки значительно возрастает. По существу, такие динамические неоднородности являются предтечей структурно-фазовых превращений в системе.

Исследование свойств ДБ важно из-за их влияния на макроскопические свойства. К настоящему времени накоплен достаточный объем знаний, чтобы подойти к пониманию их роли в слабоустойчивом состоянии систем.

Следует отметить, что межатомные взаимодействия имеют жесткий тип нелинейности на малых расстояниях и мягкий на больших. Из-за асимметрии нелинейных потенциалов при больших амплитудах колебаний среднее расстояние между атомами имеет тенденцию к увеличению. Однако в двумерных и трехмерных системах «тепловое расширение» ядра ДБ в некоторой степени компенсируется окружающей средой. Так как в этом случае свободное расширение ядра ДБ невозможно, то жесткое ядро межатомного потенциала вносит больший вклад в динамику ДБ, чем мягкий хвост. В результате частота ДБ может расти с амплитудой, оказываясь выше фононного спектра. Из этого следует, что теоретический результат (запрещающий существование ДБ с жестким типом нелинейности) справедлив только лишь для одномерного случая.

Даже простая двумерная решетка с межатомным взаимодействием в виде потенциала Морзе может поддерживать, по меньшей мере, два типа ДБ, а трехмерные системы могут поддерживать, как минимум, три типа ДБ. В упорядоченных сплавах со щелью в фононном спектре можно ожидать большее разнообразие возможных ДБ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Потекаев А.И., Дмитриев С.В., Кулагина В.В. и др. Слабоустойчивые длиннопериодические структуры в металлических системах / под общ. ред. А.И. Потекаева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2010. – 308 с.
2. Потекаев А.И., Кулагина В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 8. – С. 5–22.
3. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Кулагина В.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 10. – С. 13–22.
4. Макаров С.В., Плотников В.А., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 6. – С. 23–30.
5. Макаров С.В., Плотников В.А., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 7. – С. 81–86.

6. Макаров С.В., Плотников В.А., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 3. – С. 47–54.
7. Glezer A.M., Potekaev A.I., and Cheretaeva A.O. Thermal and Time Stability of Amorphous Alloys. – CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017. – 170 p.
8. Попова Н.А., Потекаев А.И., Никоненко Е.Л. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 10. – С. 39–45.
9. Макаров С.В., Плотников В.А., Демьянов Б.Ф., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 10. – С. 39–45.
10. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 3. – С. 117–123.
11. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 2. – С. 123–132.
12. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 1. – С. 104–111.
13. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 3. – С. 12–27.
14. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 10. – С. 115–124.
15. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Чаплыгин П.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 118–126.
16. Клименов В.А., Гньюсов С.Ф., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 6. – С. 61–71.
17. Потекаев А.И., Чаплыгина А.А., Кулагина В.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 2. – С. 16–26.
18. Клопотов А.А., Тришкина Л.И., Маркова Т.Н. и др. // Известия РАН. Сер. физич. – 2016. – Т. 80. – № 11. – С. 1576–1578.
19. Курзина И.А., Потекаев А.И., Попова Н.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 4. – С. 99–105.
20. Klopotov A.A., Ivanov Yu.F., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2020. – V. 388. – P. 125543 (p. 10).
21. Marchenko E., Yasenchuk Yu., Baigonakova G., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2020. – V. 388. – P. 125543(p. 5).
22. Старостенков М.Д., Клопотов А.А. Структура и свойства интерметаллидов в предпереходных слабоустойчивых состояниях. – Томск: Изд-во НТЛ, 2019. – 292 с.
23. Page J.B. // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 41. – P. 7835.
24. Dmitriev S.V., Korznikova E.A., Baimova Yu.A., and Velarde M.G. // Physics-Uspekhi. – 2016. – V. 59(5). – P. 446–461.
25. Kiselev S.A., Bickham S.R., and Sievers A.J. // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 13508.
26. Kistanov A.A., Murzaev R.T., Dmitriev S.V., et al. // JETP Lett. – 2014. – V. 99. – P. 353–357.
27. Korznikova E.A., Fomin S.Y., Soboleva E.G., and Dmitriev S.V. // JETP Lett. – 2016. – V. 103. – P. 277–281.
28. Haas M., Hizhnyakov V., Shelkan A., et al. // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 84. – P. 144303.
29. Hizhnyakov V., Haas M., Shelkan A., and Klopov M. // Phys. Scripta. – 2014. – V. 89. – P. 044003.
30. Chechin G.M., Dmitriev S.V., Lobzenko I.P., and Ryabov D.S. // Phys. Rev. B. – 2014. – V. 90. – P. 045432.
31. Khadeeva L.Z. and Dmitriev S.V. // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 81. – P. 214306.
32. Khadeeva L.Z., Dmitriev S.V., and Kivshar Y.S. // JETP Lett. – 2011. – V. 94. – P. 539–543.
33. Baimova J.A., Dmitriev S.V., and Zhou K. // Europhys. Lett. – 2012. – V. 100. – P. 36005.
34. Lobzenko I.P., Chechin G.M., Bezuglova G.S., et al. // Phys. Solid State. – 2016. – V. 58. – P. 633–639.
35. Chechin G.M., Ryabov D.S., and Shcherbinin S.A. // Lett. Mater. – 2016. – V. 6(1). – P. 9–15.
36. Kistanov A.A., Semenov A.S., and Dmitriev S.V. // J. Exp. Theor. Phys. – 2014. – V. 119(4). – P. 766–771.
37. Barani E., Lobzenko I.P., Korznikova E.A., et al. // Eur. Phys. J. B. – 2017. – V. 90(3). – P. 38.
38. Murzaev R.T., Kistanov A.A., Dubinko V.I., et al. // Comp. Mater. Sci. – 2015. – V. 98. – P. 88–92.
39. Murzaev R.T., Babicheva R.I., Zhou K., et al. // Eur. Phys. J. B. – 2016. – V. 89. – P. 168.
40. Cuevas J., Katerji C., Archilla J.F.R., et al. // Phys. Lett. A. – 2003. – V. 315. – P. 364–371.
41. Kistanov A.A., Dmitriev S.V., Semenov A.S., et al. // Tech. Phys. Lett. – 2014. – V. 40. – P. 657–661.
42. Terentyev D.A., Dubinko A.V., Dubinko V.I., et al. // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. – 2015. – V. 23. – P. 085007.
43. Дмитриев С.В., Медведев Н.Н., Мулюков Р.Р. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 8. – С. 73–79.
44. Zakharov P.V., Starostenkov M.D., Dmitriev S.V., et al. // J. Exp. Theor. Phys. – 2015. – V. 121. – P. 217–221.

45. Zakharov P.V., Starostenkov M.D., Eremin A.M., et al. // Phys. Solid State. – 2017. – V. 59. – P. 223–228.
46. Zakharov P.V., Korznikova E.A., Dmitriev S.V., et al. // Surf. Sci. – 2019. – V. 679. – P. 1–5.
47. Dubinko V., Laptev D., Terentyev D., et al. // Comp. Mater. Sci. – 2019. – V. 158. – P. 389–397.
48. Krylova K.A., Lobzenko I.P., Semenov A.S., et al. // Comp. Mater. Sci. – 2020. – V. 180. – P. 109695.
49. Hadipour F., Saadatmand D., Ashhadi M., et al. // Phys. Lett. A. – 2020. – V. 384. – P. 126100.
50. Bachurina O.V. // Model. Simul. Mater. Sc. – 2019. – V. 27. – P. 055001.
51. Bachurina O.V. // Comp. Mater. Sci. – 2019. – V. 160. – P. 217–221.
52. Bachurina O.V., Murzaev R.T., Semenov A.S., et al. // Phys. Solid State. – 2018. – V. 60. – P. 989–994.
53. Rysaeva L.K., Korznikova E.A., Murzaev R.T., et al. // Facta Univ. Ser. Mech. Eng. – 2020. – V. 18. – P. 1–12.
54. Dmitriev S.V. // J. Micromech. Mol. Phys. – 2016. – V. 1. – P. 1630001.
55. Korznikova E.A., Shcherbinin S.A., Ryabov D.S., et al. // Phys. Status Solidi B. – 2019. – V. 256. – P. 1800061.

Поступила в редакцию 20.04.2020.

¹ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия

² Мирнинский политехнический институт (филиал)

«Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова», г. Мирный, Россия

³ Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

⁴ Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,
г. Барнаул, Россия

⁵ Алтайский государственный гуманитарно-педагогический университет
им. В.М. Шукшина, г. Бийск, Россия

⁶ Сибирский государственный медицинский университет, г. Томск, Россия

⁷ Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, г. Уфа, Россия

Мурзаев Рамиль Тухфатович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИПСМ РАН, e-mail: murzaevrt@gmail.com;

Семенов Александр Сергеевич, к.ф.-м.н., зав. кафедрой МПТИ (ф) СВФУ, e-mail: sash-alex@yandex.ru;

Потекаев Александр Иванович, д.ф.-м.н., профессор, профессор НИ ТГУ, e-mail: kanc@spti.tsu.ru;

Старостенков Михаил Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой АлтГТУ, e-mail: genphys@mail.ru;

Захаров Павел Васильевич, д.ф.-м.н., зав. кафедрой АГГПУ им. В.М. Шукшина, e-mail: zakharovpvl@rambler.ru;

Кулагина Валентина Васильевна, к.ф.-м.н., доцент, доцент СибГМУ, e-mail: kanc@spti.tsu.ru;

Дмитриев Сергей Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией ИПСМ РАН, ведущ. науч. сотр. ИФМК УФИЦ РАН, e-mail: dmitriev.sergey.v@gmail.com.