Солитон поля упругой деформации в структурно-неустойчивом кристалле

© Е.Е. Слядников

Томский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук,
634021 Томск, Россия

E-mail: slyad@cc.tpu.edu.ru

(Поступила в Редакцию 24 июня 2004 г.)

Показано, что в структурно-неустойчивом кристалле может возникать и распространяться локализованное в пространстве коллективное возбуждение атомной решетки — солитон. С одной стороны, этот солитон является структурным дефектом, состоящим из двух межфазных границ, разделенных другой фазой, а с другой — импульсом поля упругой деформации с характерной длиной $l \approx 10^{-8}-10^{-4}$ cm и соответствующей длительностью $\tau_p \approx 10^{-13}-10^{-9}$ s.

Одним из постулатов континуальной механики является условие неизменности в процессе деформирования локальной топологии: ближайшая окрестность материальной частицы всегда состоит из одних и тех же частиц. Иными словами, структура и силовые связи не перестраиваются. Соответствующая модель континуума как гладкого многообразия позволила развить изящный, стройный аппарат феноменологической теории упругости сплошной среды [1]. Однако в настоящее время стало ясно, что многие явления в кристаллах, связанные со структурными фазовыми превращениями, возникновением дефектов, и, наконец, пластичность и разрушение обусловлены неупругостью и не могут быть основаны на модели среды с неизменной локальной топологией. Необходимо учитывать изменения структуры реальных тел.

В работе [2] было высказано предположение, что при наложении внешней механической силы в кристалле наряду со структурными состояниями исходной решетки в пространстве междоузлий появляются разрешенные структурные состояния другой решетки. Следовательно, под нагрузкой у атомов кристаллической решетки возникают новые степени свободы, кристалл переходит в состояние с низкой сдвиговой устойчивостью, поведение кристалла становится нелинейным.

В кристаллах, испытывающих мартенситное превращение при изменении внешнего воздействия, простейший учет низкой сдвиговой устойчивости, нелинейности кристаллической решетки можно произвести с помощью предположения о двухъямном характере кристаллического потенциала атома и представления псевдоспина [3]. Объединяя идеи [2,3], можно высказать предположение, что уже на стадии нелинейной упругости при описании нагруженного кристалла необходимо использовать предположение о его структурной неустойчивости и, следовательно, о двухъямном характере кристаллического потенциала атома.

Согласно экспериментальной диаграмме напряжение–деформация, поведение нагруженного кристалла последовательно проходит стадии линейной упругой деформации, а затем нелинейной упругой деформации [1]. Стадия нелинейной упругой деформации характеризуется различными аномальными эффектами, например возрастанием скорости звука, наблюдаемым экспериментально [4]. Очевидно, что на стадии нелинейной упругости возникают коллективные возбуждения кристаллической решетки, связанные с ее нелинейностью, которые и определяют нелинейное упругое поведение кристалла. Поэтому исследование локализованных коллективных возбуждений в кристалле разумно провести в рамках квантовой системы псевдоспинов [3], взаимодействующей с импульсом поля упругой деформации.

В последние годы появилось несколько экспериментальных и теоретических работ, посвященных взаимодействию поля упругой деформации с веществом [5–7]. Особый интерес представляет случай, когда импульсы поля упругой деформации содержат порядка одного периода колебаний. Такие импульсы названы ультракороткими (УКИ). В экспериментах, где в качестве генератора используются лазеры, получены наносекундные (10^{-9} s) и пикосекундные (10^{-12} s) импульсы [6,7]. В работах [8,9] найдены решения для УКИ в виде однополярных (полуволновых) солитонов и диссипативных структур. В структурно-неустойчивом кристалле два уровня, сильно вазимодействующих с полем упругой деформации, выделяются как четное и нечетное состояния атома в двухъямном кристаллическом потенциале. Данные состояния различаются по энергии благодаря квантовому туннелированию атома между минимумами двухъямного кристаллического рельефа. Для структурно-неустойчивых кристаллических систем типичные значения частотного интервала ω_0 между этими состояниями составляют 10^9-10^{13} s^{-1} [3], что на несколько порядков меньше частот, соответствующих электронным переходам. Поэтому при частотах, значительно меньших частот электронно-оптических переходов, взаимодействие импульса поля упругой деформации должно главным образом осуществляться с двумя уровнями атомной системы. Оптические переходы будут значительно ослаблены. Представляет интерес изучение взаимодействия УКИ поля упругой деформации со структурно-неустойчивым кристаллом, что и является целью настоящей работы.

1. Гамильтониан и основные уравнения

Для построения гамильтониана системы используем полуклассический подход: структурно-неустойчивый кристалл будем описывать квантово-механически, а поле упругой деформации — классическим образом. Пространственные размеры УКИ могут находиться в пределах $l = c\tau_p \approx 10^{-8}{-}10^{-4}\,\text{cm} \gg a$, где c — скорость звука, $\tau_p \approx 10^{-13}{-}10^{-9}\,\text{s}$ — длительность импульса, $a \approx 10^{-9}\,\text{cm}$ — характерный пространственный размер двухъямного потенциального рельефа. В целях упрощения используем далее приближение молекулярного поля (ПМП) [10], согласно которому каждый атом „ощущает“ присутствие остальных атомов через некоторое среднее поле, создаваемое ими. Данное приближение позволяет описать структурный переход исходная фаза–предпереходное состояние–конечная фаза при изменении внешнего воздействия [3].

Гамильтониан квантовой системы псевдоспинов, взаимодействующих с внутренним молекулярным полем, в ПМП можно записать в виде [3]

$$H_0 = \hbar\sum_a \left[-\omega_0 S_a^x - J_0\langle S_a^z\rangle S_a^z - I_0\langle S_a^z\rangle^2 S_a^z\right], \qquad (1)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, $\hbar\omega_0$ — расщепление энергий нечетного и четного состояний атома, $\hbar J_0$ и $\hbar I_0$ — соответственно константы двухчастичного и трехчастичного взаимодействий псевдоспинов, определяющие асимметрию двухъямного потенциала. $\langle\ldots\rangle$ — операция квантового усреднения, S^x, S^y, S^z — операторы Паули; суммирование по a идет по всем атомам кристаллической решетки.

Импульс поля упругой деформации, распространяясь для определенности в трехмерном структурно-неустойчивом кристалле, вызывает в простейшем случае изменение асимметрии двухъямного потенциала, которое можно описать гамильтонианом

$$H_{\text{int}} = -\sum_a \sum_{p,q} F_{pq}\varepsilon_a^{pq} S_a^z, \qquad (2)$$

ε_a^{pq} — тензор упругих деформаций кристалла в месте расположения атома a, связанный с компонентами его смещений $U_a = (U_a^x, U_a^y, Y_a^z)$ соотношением

$$\varepsilon_a^{pq} = (1/2)[\partial U_a^p/\partial x_q + \partial U_a^q/\partial x_p], \qquad (3)$$

F_{qp} — постоянные псевдоспин-фононной связи.

Гамильтонианы (1) и (2) следует дополнить гамильтонианом поля упругой деформации

$$H_{\text{ph}} = \int \Big[(1/2\rho)\sum_j P_j^2 + (1/2) \times \sum_{j,k,l,m} \lambda_{jklm}(\partial U^j/\partial x_k)(\partial U^l/\partial x_m)\Big]d\mathbf{r}, \qquad (4)$$

где ρ — средняя плотность кристалла, $P_j (j = x, y, z)$ — компоненты плотности импульса поля упругой деформации, возникающие при динамических смещениях, λ_{jklm} — тензор модулей упругости кристалла [1]. Интегрирование в (4) ведется по всему объему кристалла. Здесь применяется полуклассический подход, при котором динамика псевдоспинов описывается квантово-механически, а импульс поля упругой деформации — классическим образом.

Тогда полный гамильтониан системы будет иметь вид

$$H = H_0 + H_{\text{int}} + H_{\text{ph}}. \qquad (5)$$

Согласно правилам полуклассического подхода, для описания эволюции оператора спина применяется уравнение Гейзенберга

$$i\hbar\partial S_a^k/\partial t = [S_a^k, H], \qquad (6)$$

в то время как поле импульса упругой деформации подчиняется классическим уравнениям Гамильтониана для сплошной среды

$$\partial U^q/\partial t = \delta\langle H\rangle/\delta P_q, \quad \partial P_q/\partial t = -\delta\langle H\rangle/\delta U^q. \qquad (7)$$

Используя (7), классический гамильтониан взаимодействия $\langle H_{\text{int}}\rangle$ удобно представить в виде

$$\langle H_{\text{int}}\rangle = -\int \sum_{q,p} \hbar F_{pq}\varepsilon^{pq}(\mathbf{r})\langle S^z(\mathbf{r})\rangle n(\mathbf{r})d\mathbf{r}. \qquad (8)$$

Здесь $n(\mathbf{r}) = \sum_a \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — функция распределения плотности атомов, $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a)$ — дельта-функция Дирака.

Пусть продольно-поперечный импульс поля упругой деформации распространяется в кубическом кристалле параллельно оси z и одной из осей симметрии четвертого порядка, совпадающей с осью z. Рассмотрим одномерный случай, когда все динамические переменные зависят только от z и t. Преобразованиями симметрии в этом случае являются поворот на 90° вокруг оси z $(x \to y,\ y \to -x,\ z \to z)$ и отражения $x \to -x$, $y \to -y$. Принимая во внимание аксиальный характер вектора $\mathbf{S}$ (при инверсии одной из координатных осей соответствующие компоненты $\mathbf{S}$ остаются неизменными, а две другие меняют знак на противоположный), перепишем выражение для H_{int} в виде

$$H_{\text{int}} = -\sum_a \hbar\left[F_1\varepsilon_a^{zz}S_a^z + F_2(\varepsilon_a^{xz}S_a^x + \varepsilon_a^{yz}S_a^y)\right], \qquad (9)$$

где $F_1 = F_{zz}$, $F_2/2 = F_{xz} = F_{zx} = F_{yz} = F_{zy}$.

При указанных предположениях гамильтониан H_{ph} принимает вид

$$H_{\text{ph}} = (1/2)\int\Big\{[P_x^2 + P_y^2 + P_z^2/\rho] + \lambda_{11}(\partial U_z/\partial z)^2 + \lambda_{44}[(\partial U_x/\partial z)^2 + (\partial U_y/\partial z)^2]\Big\}d\mathbf{r}. \qquad (10)$$

В (10) для индексов тензоров четвертого порядка приняты обозначения Фохта $\lambda_{11} = \lambda_{zzzz}$, $\lambda_{44} = \lambda_{xzxz} = \lambda_{yzyz}$.

Из (7)–(10) получим

$$\partial^2\varepsilon_{zz}/\partial t^2 - a_{\|}^2\partial^2\varepsilon_{zz}/\partial z^2 = -(F_1/\rho)\partial^2 R/\partial z^2, \quad (11)$$

$$\partial^2\varepsilon_{xz}/\partial t^2 - a_{\perp}^2\partial^2\varepsilon_{xz}/\partial z^2 = -(F_2/2\rho)\partial^2 R/\partial z^2, \quad (12)$$

$$\partial^2\varepsilon_{yz}/\partial t^2 - a_{\perp}^2\partial^2\varepsilon_{yz}/\partial z^2 = -(F_2/2\rho)\partial^2 R/\partial z^2, \quad (13)$$

где $a_{\|} = \sqrt{\lambda_{11}/\rho}$, $a_{\perp} = \sqrt{\lambda_{44}/\rho}$, $U = \langle S_x\rangle$, $W = \langle S_y\rangle$, $R = \langle S_z\rangle$.

Проводя квантове усреднение уравнений Гейзенберга (6), получим систему уравнений для U, W, R. Приравнивая к нулю производные в левой части (6), найдем соответствующие значения $U_0, W_0 = 0, R_0$. Полагая далее $U = U_0 + u$, $W = w$, $R = R_0 + r$, получим систему уравнений для отклонений компонент квантовых значений псевдоспина $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ от равновесных значений для случая отличной от нуля сдвиговой компоненты импульса поля упругой деформации $\Omega = F_2(\varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz})$, $\varepsilon_{zz} = 0$

$$\partial u/\partial t = \omega_1 w + (\Omega + \tilde{J}r)w, \quad (14)$$

$$\partial w/\partial t = \omega_2 r - \omega_1 u - U_0\Omega - (\Omega + \tilde{J}r)u, \quad (15)$$

$$\partial r/\partial t = -\omega_0 w. \quad (16)$$

Здесь $\omega_1 = J_0R_0 + I_0R_0^2$, $\omega_2 = \omega_0 - U_0\tilde{J}$, $\tilde{J} = J_0 + 2I_0R_0$. Дополним систему (14)–(16) уравнением (13) для сдвиговой компоненты поля упругой деформации. В принятых обозначениях имеем

$$\partial^2\Omega/\partial t^2 - c^2\partial^2\Omega/\partial z^2 = -(F_2^2/\rho)\partial^2 r/\partial z^2. \quad (17)$$

Система (14)–(17) является замкнутой. Она определяет самосогласованную динамику структурно-неустойчивого кристалла и распространяющегося в нем импульса поля упругой деформации.

Исследование нелинейной системы (14)–(17) в общем случае представляется весьма сложным. Поэтому, следуя [8,9], рассмотрим случай, когда

$$\omega_{\pm}\tau_p \gg 1,$$

$$\omega_+^2 = \omega_0(\omega_0 - J_0U_0) = \omega_0\omega_2,$$

$$\omega_-^2 = (J_0R_0 + I_0R_0^2)^2 + \omega_0(\omega_0 - J_0U_0 - 2I_0U_0R_0)$$

$$= \omega_1^2 + \omega_0\omega_2, \quad (18)$$

где ω_+, ω_- — частоты мягкой псевдоспиновой волны в предпереходном состоянии, в исходной (конечной) фазе соответственно. Спектральная ширина УКИ составляет $\Delta\omega \approx \tau_p^{-1} \approx 10^{12}{-}10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. Следовательно, условие низкочастотности можно записать в виде $\omega_{\pm}\tau_p > 1$. Для $\omega_{\pm} \approx 10^{12}{-}10^9\,\mathrm{s}^{-1}$ находим, что $\tau_p > 10^{-12}{-}10^{-9}$ s.

Неравенство (18) только усиливает условие низкочастотности процесса при котором ПМП не искажает реальной картины взаимодействия УКИ со структурно-неустойчивым кристаллом. При выполнении (18) динамические параметры импульса поля упругой деформации изменются достаточно медленно. Это свидетельствует о том, что импульс слабо взаимодействует со средой, лишь незначительно возбуждая ее. Поэтому изучаемый процесс можно рассматривать как слабонелинейный.

2. Солитон в предпереходном состоянии кристалла

В предпереходном состоянии [3] параметр порядка $R_0 = 0$, а $U_0 = (1/2)\mathrm{th}(\omega_0/2k_{\mathrm{B}}T)$ и, следовательно, $\omega_1 = 0$, $\omega_2 \neq 0$. Дифференцируя (16) по времени, после использования (15) найдем

$$\partial^2 r/\partial t^2 = -\omega_0\omega_2 r + \omega_0 U_0 + \omega_0(\Omega + J_0 r)u. \quad (19)$$

Согласно (18), левая часть (19) и последнее слагаемое его правой части — члены более высокого порядка малости, чем первые два слагаемых правой части. Разрешая (19) относительно r методом последовательных приближений по малым слагаемым и учитывая связь между r и Ω, получим из (17) замкнутое нелинейное уравнение относительно Ω

$$\partial^2\Omega/\partial t^2 - \tilde{c}^2\partial^2\Omega/\partial z^2 = (F_1^2U_0/\rho\omega_0\omega_2^2)\partial^2/\partial z^2$$

$$\times\left\{(1 + \omega_2^{-1}J_0U_0)^2\Omega^3 + \partial^2\Omega/\partial t^2\right\}, \quad (20)$$

где

$$\tilde{c}^2 = c^2 - (F_1^2U_0/\rho\omega_2).$$

Правая часть (20) содержит нелинейный и дисперсионный члены и является поэтому величиной более высокого порядка малости по отношению к левой части. В связи с этим используем приближение однонаправленного распространения вдоль оси туннелирования, параллельной оси z, подобно тому как это проделано в [8,9]. В результате найдем

$$2\tilde{c}\partial\Omega/\partial z = (F_1^2U_0/\tilde{c}^2\rho\omega_0\omega_2^2)\partial/\partial\tau$$

$$\times\left\{(1 + \omega_2^{-1}J_0U_0)^2\Omega^3 + \partial^2\Omega/\partial\tau^2\right\}, \quad (21)$$

где $\tau = t - z/\tilde{c}$. Очевидно, что (21) представляет собой модифицированное уравнение Кортевега де Фриза

$$\partial\Omega/\partial z - \alpha_+\Omega^2\partial\Omega/\partial\tau - \beta_+\partial^3\Omega/\partial\tau^3 = 0, \quad (22)$$

где

$$\alpha_+ = (F_1^2U_0/2\tilde{c}^3\omega_0\omega_2^2)[1 + \omega_2^{-1}J_0U_0]^2,$$

$$\beta_+ = F_1^2U_0/2\tilde{c}^3\omega_0\omega_2^2.$$

Односолитонное решение уравнения (22) имеет вид

$$\Omega = \Omega_+\sec h[(t - z/\tilde{c}_+)\tau_p], \quad (23)$$

где

$$\tilde{c}_+^{-1} = \tilde{c}^{-1} - \beta_+/\tau_p^2, \quad \Omega_+ = \tau_p^{-1}\sqrt{6\beta_+/\alpha_+}.$$

Солитон (23) является однополярным (полуволновым) солитоном. В отличие от солитона огибающей этот солитон не содержит внутри себя высокочастотных колебаний. Если кристалл, находящийся в предпереходном состоянии, взаимодействует с импульсом поля упругой деформации, стимулирующим возникновение исходной фазы $\varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz} > 0$ (конечной фазы $\varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz} < 0$), то внутри солитона возникает исходная фаза $r > 0$ (конечная фаза $r < 0$).

Из (23) следует, что скорость данного солитона превышает фазовую скорость $\tilde{c}$ низкочастотной плоской волны. По этому поводу, однако, следует сделать важное замечание. В материальных уравнениях (14)–(16) не учтены процессы релаксации. Такое приближение справедливо до тех пор, пока

$$\omega_{\pm} > \tau_p^{-1} \gg \gamma, \tag{24}$$

где γ — релаксационный параметр, приводящий к затормаживанию мягкой моды. Пусть для структурно-неустойчивой кристаллической системы в предпереходном состоянии параметр $\gamma \approx 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$ и практически не зависит от температуры. Взяв, кроме того, $\omega_0 \approx 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\omega_{\pm} \approx \omega_0 (T^{\pm})^{-1/2} |T - T^{\pm}|^{1/2}$, $T^{\pm} \approx 10^2\,\mathrm{K}$, найдем, что при $|T - T^{\pm}| = 10\,\mathrm{K}$, $|T - T^{\pm}|/T^{\pm} \approx 10^{-1}$, $\omega_{\pm} \approx 10^{-1/2}\omega_0 = 3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ неравенство (24) не выполняется для $\tau_p^{-1} = 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$. Поэтому рассмотренные здесь солитоны длительностью 10^{-13}–$10^{-9}\,\mathrm{s}$ нельзя возбуждать при температурах, близких к границе устойчивости $T^{\pm}$.

3. Солитон в исходной (конечной) структуре кристалла

Рассмотрим кристалл с исходной структурой $R_0 > 0$ (конечной структурой $R_0 < 0$), где параметр порядка $R_0 \neq 0$ и, следовательно, $\omega_1 \neq 0$. Дифференцируя (16) по времени, после использования (15) найдем

$$\partial^2 r/\partial t^2 = -\omega_0\omega_2 r + \omega_0\omega_1 u + \omega_0 U_0 \Omega + \omega_0(\Omega + \tilde{J} r)u. \tag{25}$$

Разрешая (25) относительно r методом последовательных приближений по малым слагаемым и учитывая связь между r и Ω, получим из (17) замкнутое нелинейное уравнение относительно Ω

$$\partial\Omega/\partial t^2 - \tilde{c}^2\partial^2\Omega/\partial z^2 = \left(F_1^2 U_0\omega_0/\rho[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^2\right)\partial^2/\partial z^2 \times \left\{\omega_1\left(2 + (3/2)\tilde{J}U_0\omega_0[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^{-1}\right)\Omega^2 + \partial^2\Omega/\partial t^2\right\}, \tag{26}$$

где

$$\tilde{c}^2 = c^2 - \left(F_1^2 U_0\omega_0/\rho[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]\right).$$

Правая часть (26) содержит нелинейный и дисперсионный члены и является поэтому величиной более высокого порядка малости по отношению к левой части. В связи с этим используем приближение однонаправленного распространения вдоль оси туннелирования, параллельной оси z. В результате найдем

$$2\tilde{c}\partial\Omega/\partial z = \left(F_1^2 U_0\omega_0/\tilde{c}^2\rho[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^2\right)\partial/\partial\tau \times \left\{\omega_1\left(2 + (3/2)\tilde{J}U_0\omega_0[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^{-1}\right)\Omega^2 + \partial^2\Omega/\partial\tau^2\right\}, \tag{27}$$

где $\tau = t - z/\tilde{c}$. Очевидно, что (27) представляет собой уравнение Кортевега де Фриза

$$\partial\Omega/\partial z - \alpha_-\Omega\partial\Omega/\partial\tau - \beta_-\partial^3\Omega/\partial\tau^3 = 0, \tag{28}$$

где

$$\alpha_- = \left(F_1^2 U_0\omega_0/\tilde{c}^3\rho[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^2\right)\omega_1 \times \left(2 + (3/2)\tilde{J}U_0\omega_0[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^{-1}\right),$$

$$\beta_- = F_1^2 U_0\omega_0/\tilde{c}^3\rho[\omega_0\omega_2 + \omega_1^2]^2.$$

Односолитонное решение (28) имеет вид

$$\Omega = \Omega_- \operatorname{sec}h^2[(t - z/\tilde{c}_-)/2\tau_p], \tag{29}$$

где

$$\tilde{c}_-^{-1} = \tilde{c}^{-1} - \beta_-/\tau_p^2, \quad \Omega_- = \tau_p^{-2}(3\beta_-/\alpha_-).$$

Как и в предпереходном состоянии, здесь скорость солитона превышает фазовую скорость $\tilde{c}$ низкочастотной плоской волны. Если кристалл, находящийся в исходной (конечной) структуре, взаимодействует с импульсом поля упругой деформации, стимулирующим возникновение конечной фазы $\varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz} < 0$ (исходной фазы $\varepsilon_{xz} + \varepsilon_{yz} > 0$), то внутри солитона возникает конечная $r < 0$ (исходная $r > 0$) структура.

В малой окрестности границы устойчивости $T^{\pm}$ формирование солитонов типа (29) невозможно по причине сильной заторможенности мягкой моды. Действительно, при температуре $|T - T^{\pm}| = 1\,\mathrm{K}$, $|T - T^{\pm}|/T^{\pm} \approx 10^{-2}$, где частота критических колебаний $\omega_- \approx J_0(T^{\pm})^{-1/2} \times |T - T^{\pm}|^{1/2} \approx 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$, $J_0 \approx 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$, $T_c \approx 10^2\,\mathrm{K}$, нельзя возбуждать солитоны длительностью меньше $\tau_p \approx 10^{-12}\,\mathrm{s}$. Поэтому рассмотренные здесь солитоны длительностью 10^{-13}–$10^{-9}\,\mathrm{s}$ нельзя возбуждать при температурах, достаточно близких к границе устойчивости $T^{\pm}$.

4. Обсуждение результатов

Из полученных результатов следует важный вывод, что в структурно-неустойчивом кристалле может возникать и распространяться локализованное в пространстве коллективное возбуждение атомной решетки — солитон. С одной стороны, этот солитон является структурным дефектом, состоящим из двух межфазных границ, разделенных другой фазой, а с другой — импульсом поля упругой деформации с характерной длиной $l \approx 10^{-8}$–$10^{-4}\,\mathrm{cm}$ и соответствующей длительностью $\tau_p \approx 10^{-13}$–$10^{-9}\,\mathrm{s}$. Причем скорость солитона незначительно превышает скорость распространения плоской звуковой волны, что, возможно, приводит к эффекту возрастания скорости звука на стадии нелинейной упругой деформации, наблюдаемому экспериментально [4].

Разумно предположить, что теоретически обнаруженные в структурно-неустойчивом кристалле солитоны и являются теми коллективными нелинейными возбуждениями решетки, которые ответственны за ее поведение на стадии нелинейной упругой деформации.

Необходимым условием возбуждения солитонов поля упругой деформации в структурно-неустойчивых кристаллических системах является наличие в них незаторможенной мягкой моды. При приближении к границе устойчивости частота мягкой моды стремится к нулю, в то время как релаксационный параметр γ практически не изменяется. Поэтому в малой окрестности границы устойчивости $T^{\pm}$ в структурно-неустойчивых кристаллах мягкие моды, как правило, „переторможены“. Следовательно, здесь не представляется возможным наблюдение солитонов поля упругой деформации.

Список литературы

[1] Л.Д. Ландау. Теория упругости. Наука, М. (1987). 248 с.
[2] В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, Ю.А. Хон, Т.Ф. Елсукова. Изв. вузов. Физика **12**, 5 (1982).
[3] Е.Е. Слядников. ФТТ **46**, *6*, 1065 (2004).
[4] L.B. Zuev, B.S. Semukhin, K.I. Bushmelyova, N.V. Zarikovskay. Mater. Lett. **42**, 97 (2000).
[5] В.Е. Панин, В.А. Клименов, В.П. Безбородов, О.Б. Перевалова, В.П. Подковка, Н.П. Коломеец, П.А. Городищенский, Э.В. Козлов. ФХОМ **6**, 77 (1993).
[6] D.H. Auston, K.P. Cheung. Phys. Rev. Lett. **53**, *16*, 1555 (1984).
[7] J.T. Darrow, B.B. Hu, X.C. Zhang, D.H. Auston. Opt. Lett. **15**, 323 (1990).
[8] Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, В.А. Ущаповский. ЖЭТФ **100**, *3*, 762 (1991).
[9] С.В. Сазонов. ФТТ **37**, *6*, 1612 (1995).
[10] Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. Мир, М. (1978). 421 с.