

01;05

©1993 г.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РАСКАЧКА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ЭМИССИЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Г.В.Федорович

Рассмотрены эффекты, сопровождающие интенсивные механические воздействия на кристаллические тела. С использованием концепции параметрической раскачки кристаллических структур показано, как процессы, характеризующиеся энергией химических связей в кристалле (≤ 10 эВ), могут приводить к эффектам, характеризующимся энергией ≥ 1 кэВ. Эти процессы развиваются в зоне концентрации сдвиговых напряжений в момент образования тангенциального разрыва движения среды. Одним из результатов может явиться холодный ядерный синтез в кристаллах. В этой связи несомненный интерес представляют экспериментальные исследования эффектов, приводящих к появлению энергий порядка кэВ и более в резонаторе на основе сегнетоэлектрических кристаллов с водородными связями, в которых обычный водород заменен дейтерием.

Введение

Известно, что достаточно интенсивные механические воздействия на кристаллические тела, приводящие к сдвиговым деформациям, растрескиванию и разломам, сопровождаются излучениями разнообразной природы: тепловых и β -электронов, электромагнитным излучением в диапазоне от радиочастот до рентгеновских лучей, электризацией поверхности и другими (см. обзоры в [1,2]). Среди этих явлений отметим обнаруженный П.Бриджменом [3] эффект "взрывной эмиссии", состоящий во взрывообразном выбросе вещества из зоны сильных сдвиговых напряжений при образовании тангенциального разрыва движения среды. Сдвиговые напряжения создавались в поворотной наковальне при давлении ≈ 50 кбар. Несмотря на то что, по оценкам автора, рост температуры в зоне разрыва не превосходил $\approx 37^\circ$, эффективная температура вещества в выбросе составляла несколько тысяч градусов. Этот эффект подробно исследовался в [4]. Было отмечено, что "взрывная эмиссия" сопровождается оптическим, рентгеновским и β -излучениями.

Интерес к этому явлению возрос в 1986 г. в связи с открытием [5] нейтронной компоненты в излучениях, сопровождающих механическое

разрушение дейтерированных кристаллов. Это излучение довольно уверенно связывается авторами с реакцией ядерного синтеза в разрушаемых кристаллах. Нейтронная компонента была обнаружена также и при "взрывной эмиссии" [6].

Природа эмиссий высокой энергии, генерируемых при интенсивных механических воздействиях на кристаллические тела, до настоящего времени остается недостаточно изученной, а предлагаемые объяснения небесспорными.

Целью настоящей работы является рассмотрение возможности связать наблюдаемый эффект "взрывной эмиссии" с явлением параметрической раскачки колебаний в системе связанных осцилляторов.

Явление параметрической раскачки одномерных кристаллов

1. В качестве ситуации-прототипа будем рассматривать постановку эксперимента, описанного в [4]. Будем полагать, что приводящие к наблюдаемым эффектам явления происходят в зоне концентрации сдвиговых напряжений в момент образования тангенциального разрыва движения в дейтерийсодержащем кристалле. Геометрия явления (в атомных масштабах) схематически изображена на рис. 1. Предполагается, что слои атомов дейтерия (на рис. 1 один из таких слоев изображен темными кружками) чередуются со слоями, образованными другими атомами рассматриваемого соединения (на рис. 1 эти слои представлены светлыми кружками; для упрощения будем считать эти атомы одинаковыми). Будем считать, что атомы обычного водорода в кристалле отсутствуют, так что чередования атомов H и D нет. Слои атомов I и III, рассматриваемые как целое, скользят относительно друг друга со скоростью $2 \cdot V$. В системе координат, связанной со слоем II, слои I и III движутся с равными по величине и противоположно направленными скоростями V и $-V$.

Рассмотрим движение отдельных атомов дейтерия вдоль оси X . Если координату одного из атомов (отметим его номером j) обозначить через $X_j(t)$, то для определения этой функции можно записать уравнение движения

$$M \cdot d^2 X_j / dt^2 = f(X_j - X_{j-1}) - f(X_{j+1} - X_j) + F(X_j). \quad (1)$$

Здесь $f(x)$ — сила взаимодействия соседних атомов дейтерия, находящихся на расстоянии x друг от друга; $F(X_j)$ — сила, воздействующая на выбранный атом со стороны атомов решетки, находящихся в соседних слоях (I и III на рис. 1). Заметим, что в (1) учтено взаимодействие

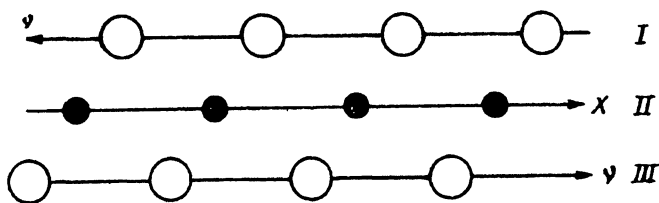


Рис. 1. Структура тангенциального разрыва движения среды в зоне концентрации сдвиговых напряжений.

Атомы дейтерия — черные кружки, атомы других элементов — светлые.

только между кулоновыми атомами дейтерия. Если это взаимодействие описывать как осциновское взаимодействие между ядрами с зарядом e , то $f(x) = (e/x)^2$. Непосредственный подсчет силы взаимодействия атома j с остальными атомами решетки представляет собой достаточно сложную задачу. Будем использовать приближенное выражение для $F(X_j)$. Если через a обозначить период решетки, то таким же периодом будет характеризоваться сила F , т.е. ее можно разложить в ряд Фурье. Ограничимся первым исчезающим членом этого разложения. В системе координат, связанной с одним из слоев I или III , можно записать $F(X) = F_0 \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot X/a)$. Соответственно в выбранной выше системе координат сила, действующая на атом j со стороны атомов из слоев I или III , равна

$$F_{I,III} = F_0 \cdot \cos[2 \cdot \pi \cdot (X_j \pm V \cdot t)/a].$$

Суммарная сила

$$F(X_j) = F_I + F_{III} = 2 \cdot F_0 \cdot \sin(\Omega \cdot t) \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot X_j/a), \quad (2)$$

где $\Omega \equiv 2 \cdot \pi \cdot V/a$.

Для дальнейшего удобно использовать следующую из (1) систему уравнений для отклонений координат атомов от равновесного значения: $u_j = X_j/a - j$ и безразмерное время $\tau \equiv \Omega \cdot t$. Для $u_j(\tau)$ имеем систему уравнений

$$d^2 u_j / d\tau^2 = \alpha \cdot [(1 + u_j - u_{j-1})^{-2} - (1 + u_{j+1} - u_j)^{-2}] + [\beta \cdot \sin(\tau) \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot u_j)], \quad (3)$$

где $\omega_0^2 \equiv 4 \cdot e^2 / a^3 \cdot M$, $\alpha \equiv (\omega_0 / 2 \cdot \Omega)^2$, $\beta \equiv 2 \cdot F_0 / M \cdot a \cdot \Omega^2$.

Видно, что все разнообразие поведения решений определяется множеством возможных значений двух параметров: α и β . В уравнении (3) последний член в правой части играет роль вынуждающей силы, величина которой определяется как внешними факторами (множитель $\beta \cdot \sin(\tau)$), так и состоянием системы (множитель $\sin(2 \cdot \pi \cdot u_j)$).

Если приравнять нулю вынуждающую силу и линеаризовать уравнения (3), то мы придем к хорошо известной системе уравнений для малых колебаний атомов в кристалле (см., например, [7]). Результат описывает колебания с характерной энергией $E \simeq kT \simeq 0.03 \text{ эВ} \ll e^2/a \simeq 10 \text{ эВ}$ и с амплитудой $u_* \ll 1$.

Утверждается, что при некоторых, вполне реальных значениях параметров системы (3) ее решения $u_j(t)$ осциллируют с растущей амплитудой и характерная энергия этих осцилляций значительно превышает величину e^2/a . Физически это соответствует возможности раскачки в кристаллических структурах колебаний с энергией в десятки и сотни эВ, при которых возможно сближение ядер дейтерия до расстояний в десятые и сотые доли Å.

Нелинейность уравнений системы (3) и зависимость от времени их коэффициентов делают анализ уравнений чрезвычайно сложным. Ограничимся поэтому некоторыми общими соображениями о возможном поведении решений, подтверждая их результатами численного интегрирования системы.

2. Если рассматривать малые колебания ($u_j \ll 1$), то в линейном приближении получим

$$d^2 u_j / dt^2 = (\omega_0^2 / 2) \cdot [-2 \cdot u_j + u_{j-1} + u_{j+1} + 2 \cdot q \cdot \sin(\Omega \cdot t) \cdot u_j], \quad (4)$$

где $-\infty < j < \infty$, $q \equiv \pi \cdot F_0 \cdot a^2 / e^2$.

Определим k -моду колебаний цепочки соотношением

$$u_j(t) = \int_0^\pi dk \cdot U_k(t) \cdot \exp(i \cdot j \cdot k).$$

Здесь i — мнимая единица. Для амплитуд k -моды $U_k(t)$ имеем набор независимых уравнений

$$d^2 U_k / dt^2 + \omega_0^2 \cdot [P_k - q \cdot \cos(\Omega \cdot t)] \cdot U_k = 0. \quad (5)$$

Здесь обозначено $P_k \equiv 2 \cdot \sin^2(k/2)$. Уравнение (5) имеет стандартный вид уравнения Матье. Для дальнейшего существенны два обстоятельства [8]: 1) при выполнении соотношения $\omega_0 = n \cdot \Omega / 2$ ($n = 1, 2 \dots$) решение уравнения неограниченно нарастает со временем, вблизи указанных частот параметрического резонанса на плоскости (ω_0, Ω) существуют зоны неустойчивости; 2) в том случае, когда вариации собственной частоты малы (при $q \ll 1$), рост амплитуды колебаний u_x в n -ой зоне неустойчивости (вблизи частоты $\omega_0 = n \cdot \Omega / 2$) происходит по закону $u \propto \exp(\lambda_n \cdot t)$, где $\lambda_n \propto q^n$.

Основное отличие движений в системе, описываемой уравнениями (5), от колебаний одного осциллятора состоит в том, что собственные частоты системы многих атомов заполняют диапазон частот от 0 до $2^{1/2} \cdot \omega_0$ [7]. При подходящем выборе коэффициентов в уравнениях (5), отдельные участки этого диапазона попадают в зону неустойчивости уравнения (5), что приводит к раскачке соответствующих мод. Диаграмма устойчивости уравнения (5) приведена на рис. 2. Заштрихованы области неустойчивости решений (см. левую часть рис. 2). В качестве примера на рис. 2

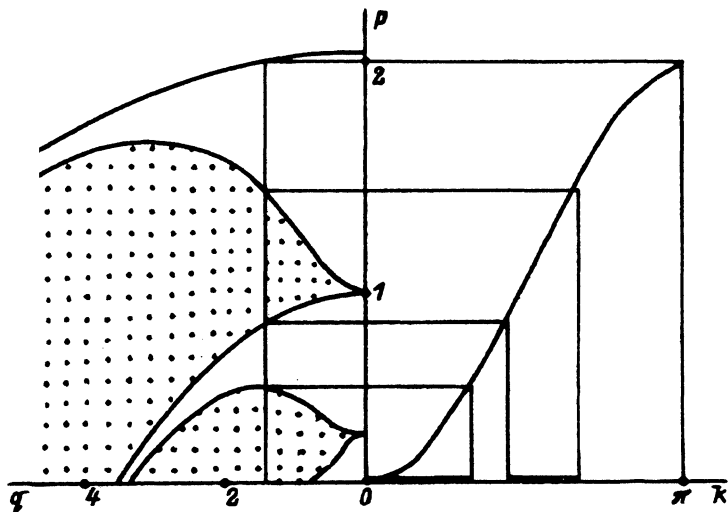


Рис. 2. Диаграмма стабильности для уравнений (5).

Заштрихованы области неустойчивости на (q, P) — четверть плоскости. Соответствующие участки k -оси отмечены горизонтальными линиями. $(\Omega / \omega_0) = 1$.

вертикальной линией отмечено выбранное значение параметра q (пропорциональное амплитуде силы F , действующей на атом D со стороны других атомов решетки). Видно, что существует несколько диапазонов значений P_k , внутри которых решения уравнения (5) неустойчивы. С учетом определения функции $P_k(k)$ (соответствующая кривая приведена в правой части рис. 2) из приведенного построения следует, что существует несколько диапазонов эффективного волнового вектора, внутри которых амплитуда колебаний экспоненциально возрастает.

Реально это возрастание ограничено нелинейными эффектами, описываемыми уравнениями (3). Прежде чем рассмотреть этот вопрос, приведем результаты численного решения уравнений (3) для цепочки из 50 атомов. При таком решении обнаружилось, что довольно быстро (практически через несколько периодов) движение ядер стохастизируется: их траектории приобретают случайный характер, в фазовом пространстве они равномерно заполняют доступную для движения область. Результаты (квадраты безразмерной скорости W_j и межатомные расстояния $d_{j,j+1}$) приведены на рис. 3. Видно, что как средняя скорость, так и разброс межатомных расстояний растут со временем по мере развития параме-

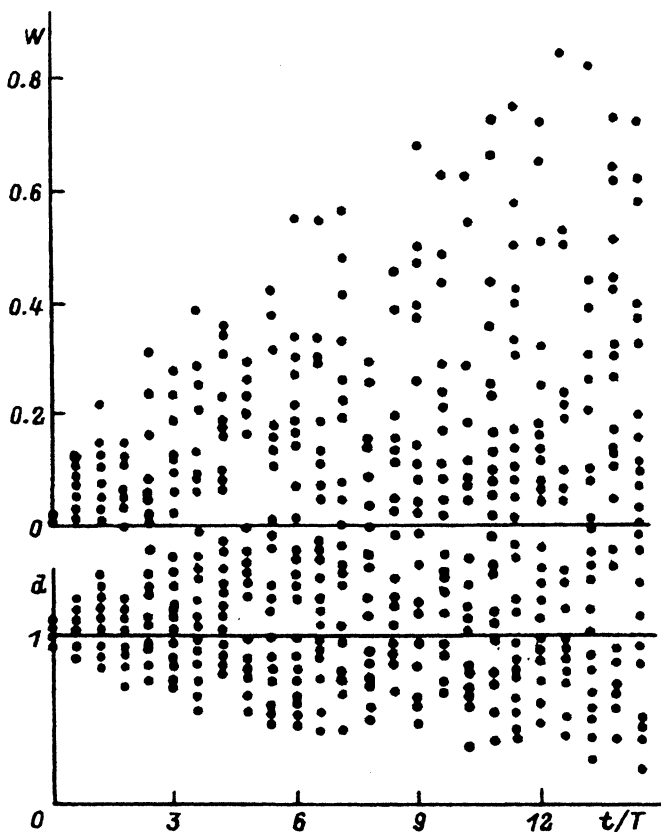


Рис. 3. Результаты (квадраты скорости атомов W_j и их межатомные расстояния $d_{j,j+1}$) численного интегрирования системы (3) для цепочки, состоящей из 50 атомов.

Минимальное межатомное расстояние убывает по мере роста энергии колебаний.

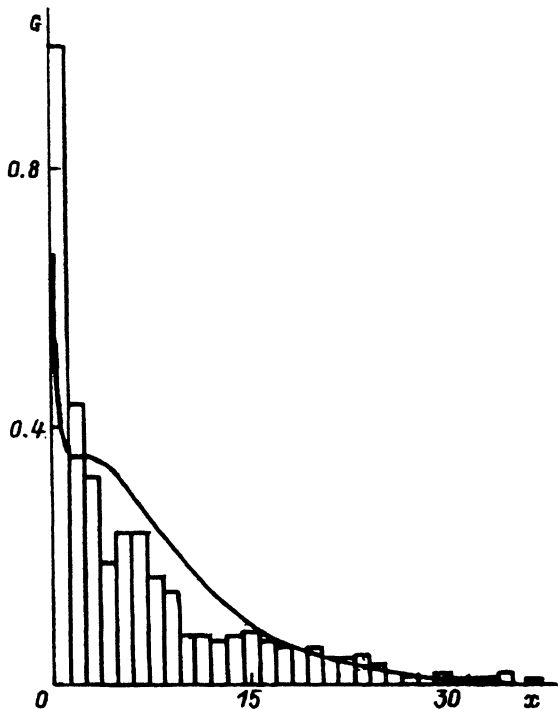


Рис. 4. Результат (распределение энергии, гистограмма) численного интегрирования системы (3).

Сплошная линия — функция $G(x)$. Видно неплохое соответствие результатов непосредственного решения уравнений для цепочки атомов (3) и статистического рассмотрения явления параметрического резонанса в системе.

трической раскачки колебаний. Распределение частиц по энергиям дано гистограммой на рис. 4.

3. Рассмотрим явление параметрической раскачки колебаний как стохастический процесс. Введем в рассмотрение функцию распределения частиц по скоростям $f(t, x, v)$. Эволюция системы описывается кинетическим уравнением Больцмана

$$\partial f / \partial t + v \cdot \partial f / \partial x + (F/M) \cdot \partial f / \partial v = 0. \quad (6)$$

В этом уравнении опущен столкновительный член, так как упругие соударения одинаковых частиц, движущихся вдоль прямой, сводятся к их переобозначению после соударения, т.е. не приводят к изменению функции распределения. Внешняя сила F в (6) определяется соотношением (2). Функция распределения имеет нерегулярную структуру (рис. 3). Только некоторые средние характеристики $f(t, x, v)$ имеют физический смысл. Полезно выразить функцию распределения в виде

$$f(t, x, v) = \langle f \rangle(t, v) + \delta f(t, x, v), \quad (7)$$

где введено координатное среднее

$$\langle f \rangle(t, v) = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ (1/2 \cdot L) \cdot \int_{-L}^L dx f(t, x, v) \right\}.$$

Так как $\partial\langle f \rangle/\partial x = 0$, то из уравнения (6) для функций $\langle f \rangle$ и δf следует $\partial\langle f \rangle/\partial t + (F/M) \cdot \partial\langle f \rangle/\partial v + \partial\delta f/\partial t + v \cdot \partial\delta f/\partial x + (F/M) \cdot \partial\delta f/\partial v = 0$. (8)

Интегрируя (8) по x , получим

$$\partial\langle f \rangle/\partial t + [2 \cdot F_0 \cdot \sin(\Omega \cdot t)/M] \cdot \partial\langle \delta f, s \rangle/\partial v = 0, \quad (9)$$

где через $\langle \delta f, s \rangle$ обозначен первый \sin -момент функции δf

$$\langle \delta f, s \rangle = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ (1/2 \cdot L) \cdot \int_{-L}^L dx \delta f(t, x, v) \cdot \sin(k \cdot x) \right\},$$

$$k = 2 \cdot \pi/a.$$

Уравнение для $\langle \delta f, s \rangle$ может быть получено после домножения всех членов уравнения (8) на $\sin(k \cdot x)$ и интегрирования по x . Получаем

$$\begin{aligned} \partial\langle \delta f, s \rangle/\partial t - k \cdot v \cdot \langle \delta f, c \rangle + [F_0 \cdot \sin(\Omega, t)/M] \cdot \partial\langle f \rangle/\partial v + \\ + [2 \cdot F_0/M] \cdot \partial\langle \delta f, ss \rangle/\partial v = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где через $\langle \delta f, c \rangle$ обозначен первый \cos -момент функции δf

$$\langle \delta f, c \rangle = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ (1/2 \cdot L) \cdot \int_{-L}^L dx \delta f(t, x, v) \cdot \cos(k \cdot x) \right\}$$

и через $\langle \delta f, ss \rangle$ обозначен второй \sin -момент функции δf

$$\langle \delta f, ss \rangle = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ (1/2 \cdot L) \cdot \int_{-L}^L dx \delta f(t, x, v) \cdot \sin^2(k \cdot x) \right\}.$$

Для $\langle \delta f, c \rangle$ уравнение имеет вид

$$\partial\langle \delta f, c \rangle/\partial t + k \cdot v \cdot \langle \delta f, s \rangle + [2 \cdot F_0/M] \cdot \partial\langle \delta f, sc \rangle/\partial v = 0, \quad (11)$$

где введено обозначение

$$\langle \delta f, sc \rangle = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ (1/2 \cdot L) \cdot \int_{-L}^L dx \delta f(t, x, v) \cdot \sin(k \cdot x) \cdot \cos(k \cdot x) \right\}.$$

Вторые моменты определяются из уравнений, в которые входят третьи моменты, и т.д. Таким образом, здесь мы приходим к классической проблеме замыкания цепочки уравнений для последовательных моментов функции распределения.

Предположим, что амплитуда силы F_0 достаточно мала. Амплитуды моментов порядка n пропорциональны $[F_0]^n$, следовательно, членам, содержащим вторые моменты в уравнениях (10) и (11), можно пренебречь. В результате мы получим замкнутую систему уравнений для функций $\langle f \rangle$ и ее \cos -момента

$$\partial \langle f \rangle / \partial t = [2 \cdot F_0 \cdot \sin(\Omega \cdot t) / M \cdot k \cdot v] \cdot \partial^2 \langle \delta f, s \rangle / \partial t \partial v = 0, \quad (12)$$

$$\partial^2 \langle \delta f, c \rangle / \partial t^2 + (k \cdot v)^2 \cdot \langle \delta f, c \rangle = [F_0 \cdot k \cdot v \cdot \sin(\Omega \cdot t) / M] \cdot \partial \langle f \rangle / \partial v. \quad (13)$$

Функции $\langle f \rangle$ и $\langle \delta f, c \rangle$ осциллируют с частотами Ω и выше. Для того чтобы избежать рассмотрения этих осцилляций, запишем формальное решение уравнения (13) в виде

$$\langle \delta f, c \rangle = (F_0 / M) \cdot \int_{t_1}^t dt' \sin[k \cdot v \cdot (t - t')] \cdot \sin(\Omega \cdot t) \cdot \partial \langle f \rangle / \partial v, \quad (14)$$

где t_1 — время начала раскочки колебаний.

Если ограничиться рассмотрением установившегося режима, который не зависит от $f(0, x, v)$, то можно положить $t_1 \rightarrow \infty$. Подставляя (14) в (13), получим

$$\langle f \rangle = \frac{2 \cdot F_0^2}{k \cdot v \cdot M^2} \frac{\partial}{\partial v} k \cdot v \cdot \int_{-\infty}^t dt' \sin(\Omega \cdot t') \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial v} \int_{t_1}^t dt'' \sin(\Omega \cdot t'') \cos[k \cdot v \cdot (t'' - t')].$$

Координатное среднее от функции распределения может быть представлено как сумма гармоник

$$\langle f \rangle = G + g \cdot \cos(2\Omega t) + h \cdot \cos(4\Omega t) + \dots \quad (15)$$

Если в этой сумме оставить только первые два слагаемых, то для G и g получается система уравнений

$$G = (F_0 / M)^2 \frac{1}{(kv)} \frac{d}{dv} \left\{ (kv) \frac{[\Omega^2 + (kv)^2]}{[\Omega^2 - (kv)^2]^2} \frac{d(G - g/2)}{dv} \right\},$$

$$2 \cdot g = (F_0 / M)^2 \frac{1}{(kv)} \frac{d}{dv} \left\{ (kv) \frac{1}{[\Omega^2 - (kv)^2]} \frac{dG}{dv} \right\}.$$

Введем новую переменную $x = (kv / \Omega)^2$ и обозначим $\gamma = kF_0 / M\Omega^2$. Имеем

$$G = 4 \cdot \gamma^2 \frac{d}{dx} \left\{ \frac{x(1+x)}{(1-x)^2} \frac{d(G - g/2)}{dx} \right\}, \quad (16)$$

$$g = 2 \cdot \gamma^2 \frac{d}{dx} \left\{ \frac{x}{(1-x)} \frac{dG}{dx} \right\}. \quad (17)$$

Рассмотрим решение этих уравнений при $x \gg 1$. Его можно искать в виде $G \propto g \propto \exp(\lambda x)$. Уравнение для определения λ имеет вид

$$(\gamma\lambda)^2 \cdot [1 + (\gamma\lambda)^2] - 1/4 = 0. \quad (18)$$

Следовательно,

$$\gamma\lambda = \pm \sqrt{\pm \sqrt{1/2} - 1/2}.$$

Мы видим, что только один из корней ($\gamma\lambda = -\sqrt{\sqrt{1/2} - 1/2}$) этого уравнения приводит к решению, убывающему при $x \rightarrow \infty$. Остальные корни дают либо растущее, либо осциллирующее решение. Для системы (16), (17) это означает, что единственное условие

$$G(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0 \quad (19)$$

исключает три возможных решения уравнений (16), (17). В качестве начального условия (при $x = 0$) мы можем поставить условие нормировки

$$G(x = 0) = 1. \quad (20)$$

Следует отметить, что, ограничившись только одним членом в сумме (15) (т.е. положив $\langle f \rangle = G$), для G получим уравнение второго порядка. Убывающее (при $x \rightarrow \infty$) решение имеет вид $\exp(\lambda x)$, где $\gamma\lambda = -\sqrt{1/2}$. Это решение убывает быстрее, чем решение системы (16), (17), т.е. можно утверждать, что осцилляции функции распределения приводят к увеличению доли частиц с большой энергией.

Для решения системы (16), (17) использовался метод численного интегрирования. Результат (функция $G(x)$) приведен на рис. 4. Связь переменной W , которая использовалась для представления результатов интегрирования уравнений для пепочки атомов, и переменной x определяется соотношением $x = (2\pi)^2 \cdot W$. Видно хорошее совпадение результатов интегрирования систем уравнений (3) и (16), (17), что, в частности, оправдывает приближения, сделанные при выводе системы (16), (17). Можно утверждать, что описание явления параметрической раскачки колебаний в пепочке атомов на языке стохастической механики приводит к адекватным результатам.

В обычных единицах спад функции распределения частиц по скоростям имеет вид $G \propto \exp(-\kappa \cdot M \cdot v^2/a \cdot F_0)$, где $\kappa \equiv \pi \cdot \sqrt{\sqrt{1/2} - 1/2}$.

Обсуждение результатов

Проведенный анализ явлений в пепочке атомов показал, что параметрическая раскачка колебаний в зоне концентрации сдвиговых напряжений при образовании тангенциального разрыва движения среды может приводить к разогреву атомов в промежуточном слое до температур $\simeq a \cdot F_0 \simeq 10 \text{ эВ} \simeq 10^5 \text{ К}$. Это близко к наблюдавшемуся в экспериментах [3,4] значению. Величина предельной температуры определяется величиной силы взаимодействия F_0 атомов и межатомным расстоянием a . Величина $a \cdot F_0$ растет с ростом давления в кристалле, что может объяснить

необходимость сильного сжатия кристалла (ударного, как в [5], либо статического, как в [6]) для получения высокотемпературных эффектов (типа ядерного синтеза).

Существует ряд факторов, не учитывающихся в обсуждаемой модели. Это прежде всего конечность толщины Δ области тангенциального разрыва движения среды. Выше было принято $V \propto \eta(z)$ (здесь η — единичная функция координаты z поперек разрыва). Если взаимодействие атомов на больших расстояниях r описывается силой, убывающей как r^{-n} , то конечность толщины Δ разрыва приводит к эффективному ослаблению суммарной силы пропорционально $(a/\Delta)^n$, т.е. в конечном счете к уменьшению предельной температуры (см. выше).

Максимальная температура T_0 , как следует из анализа явления, не зависит от скорости движения среды V . Величина V , однако, определяет время разогрева слоя до T_0 . Реально разогрев происходит за время порядка нескольких периодов колебаний силы, т.е. за время $\simeq a/V \simeq 10^{-10} - 10^{-13}$ с, что гораздо меньше длительности сдвиговых движений (это время $\simeq 10^{-3} - 10^{-6}$ с).

Следует также иметь в виду, что реально разрыв движения происходит по плоскости и реальная задача должна быть как минимум двумерной. В этом случае можно учесть возможное направление скорости под углом к направлению цепочки D-атомов. Изложенное выше является определенной идеализацией реальной двумерной задачи, которая, однако, достаточно сложна для того, чтобы явиться предметом отдельной работы.

Заключительные замечания

Представляет интерес вопрос о возможности инициирования высокоэнергичных движений ядер в кристалле с использованием менее разрушительных методов, нежели дробление образцов или реологический взрыв. В этой связи можно выделить некоторые работы, в которых сообщается об экспериментах с пьезоэлектрическими кристаллами. Согласно [3], излучения с энергией в диапазоне кэВ и выше сопровождают разрушение кристаллов кварца (интересно, что при разрушении образцов аморфного кварца подобные эффекты не наблюдались). Аналогичные эффекты, однако, неоднократно отмечались и при нормальной работе кварцевых резонаторов (см. п. 365 в монографии [9] и цитированную в ней литературу). В хорошо смонтированных резонаторах приложение переменного напряжения величиной в несколько вольт позволяет получить большие локальные деформации, достаточные для создания эффектов ионизации воздуха вблизи поверхности кристалла [10]. Результатом является видимое свечение. Если кристалл смонтировать в баллоне, содержащем смесь He+Ne при давлении в несколько мм Hg, яркость и размеры области свечения возрастают.

Известно (см., например, [7]), что существует большая группа сегнетоэлектрических кристаллов с водородными связями, возникновение в них сегнетоэлектрических свойств связано с перемещением в кристаллической ячейке протонов (ионов водорода). Интересно поведение кристаллов, в которых обычный водород заменен дейтерием. К ним относятся дигидрофосфат калия (KN_2PO_4) и изоморфные ему соли (например,

CsH_2AsO_4). Любой сегнетоэлектрический кристалл состоит в общем случае из объемных областей, называемых доменами. Полный дипольный момент может изменяться при смещении стенок (границ) между доменами в переменном электрическом поле.

С точки зрения изложенного в настоящей работе несомненный интерес представляет экспериментальное исследование эффектов, приводящих [11] к появлению энергий порядка кэВ и более в резонаторе на основе сегнетоэлектрических кристаллов с водородными связями, в которых обычный водород заменен дейтерием.

Список литературы

- [1] *Tiessen P.A., Meyer K., Heinicke G.* Grundlagen der Tribochemie. Berlin: Akademik verlag, 1967.
- [2] *Дерягин Б.В., Кротова Н.А., Смилга В.П.* Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1973. 286 с.
- [3] *Bridgman P.W.* // Studies in Large Plastic Flow and Fracture Ch. 16. P. 279–292. Harvard University Press (Cambridge, Massachusetts), 1964.
- [4] *Ярославский М.А.* Реологический взрыв. М.: Наука, 1982. 192 с.
- [5] *Клюев В.А., Липсон А.Г., Топорков Ю.П.* и др. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 1333.
- [6] *Ярославский М.А.* // ДАН СССР. 1989. Т. 307. С. 369.
- [7] *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
- [8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [9] *Кэди У.* Пьезоэлектричество и его практические применения. М.: ИЛ, 1949. 718 с.
- [10] *Siebe E., Scheibe A.* // Zs. f. Phys. 1925. Vol. 33. P. 335.
- [11] *Hiltcher R.* // Zs. f. Phys. 1937. Vol. 104. P. 672.

Отдел теоретических проблем
Москва

Поступило в Редакцию
28 апреля 1992 г.
В окончательной редакции
15 июня 1993 г.