

01;05;08

Гистерезисные акустические явления, связанные с дислокационной нелинейностью в кристаллах

© Г.Н. Бурлак, И.В. Островский

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко

Поступило в Редакцию 16 апреля 1997 г.

Показано, что интенсивный ультразвук обуславливает экспериментально наблюдавшуюся нелокальность акустодислокационного взаимодействия, которая проявляется в гистерезисной зависимости коэффициента затухания акустической волны от ее амплитуды, включая уменьшение затухания.

1. Одними из практически важных направлений исследования динамических характеристик кристаллов является изучение их акустических и дислокационных свойств [1–2], особенно в связи с динамикой дислокаций.

В ряде экспериментальных работ [3–7] наблюдалось изменение свойств различных кристаллов при введении в образцы ультразвука интенсивностью (W) порядка $W/\text{см}^2$. Оказалось, что ультразвук пороговым образом производит ионизацию и перераспределение локальных центров, что связано с отрывом дислокаций от точек закрепления. С ростом амплитуды дислокационных колебаний изменяется локальное окружение дислокации, включая зарядовые состояния точечных дефектов, тип и количество точек закрепления. В перечисленных работах объединяющим является дислокационный механизм пороговых изменений свойств твердых тел, что позволяет сформулировать понятие о нелинейности подсистемы дислокаций в смысле влияния колеблющихся дислокаций на многие динамические свойства кристалла. Ниже показано, что указанная нелинейность может проявляться в существенно немонотонной зависимости коэффициента поглощения ультразвука от его амплитуды.

2. Дислокационную нелинейность твердых тел можно ввести как зависимость характеристик дислокации от амплитуды ее смещения и, следовательно, от амплитуды взаимодействующей с ней акустической

волны. В рамках предлагаемой нами модели, в отличие от известного ранее амплитудно-зависимого внутреннего трения [1,8], сами параметры дислокации, ее эффективная масса, жесткость и коэффициент затухания колебаний становятся функциями амплитуды колебаний.

Рассмотрим затухание продольного ультразвука, распространяющегося вдоль оси x в кубическом кристалле, однородном вдоль осей y и z . Исходные уравнения движения для ультразвука со смещением U и дислокации со смещением ξ_i имеют вид

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k}; \quad A \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi_i}{\partial t} = f_i, \quad (1)$$

где A и B — масса и коэффициент затухания колебаний дислокации соответственно; P_{ik} — тензор напряжений, f_i — сила, действующая на дислокацию. Свободную энергию кристалла F запишем в функции переменных деформаций U_{ij} и дислокационного смещения ξ_i в виде

$$F = \frac{1}{2} \lambda_{ijkl} U_{ij} U_{kl} + \frac{1}{2} c_{ik} \xi_i \xi_k + \frac{1}{2} \tilde{\beta}_{ijkl} (b_i \xi_j + b_j \xi_i) U_{kl}, \quad (2)$$

где λ_{ijkl} — модули упругости, c_{ik} — модули "жесткости" дислокации, $\tilde{\beta}_{ijkl}$ — тензор акустодислокационного взаимодействия, b_j — вектор Бюргера. Используя равенства

$$P_{ik} = \frac{\partial F}{\partial U_{ik}}; \quad f_i = - \frac{\partial F}{\partial \xi_i} \quad (3)$$

нетрудно с учетом (2) вычислить правые части в (1). При этом уравнения движения приобретают вид ($\xi_i = \xi$, $U_{ik} = U$, $i, k = 1$)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{\beta \partial \xi}{\rho \partial x}; \quad A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\beta \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (4)$$

где c_1 — скорость продольной волны, $\tilde{\beta}_{1j11} b_j = \beta$. Начиная с определенной пороговой амплитуды ультразвука, равной U_c , амплитуда колебания дислокации достигает критической величины ξ_c порядка периода решетки кристалла. При этом меняется их окружение вследствие перезарядки и генерации точечных дефектов, может происходить размножение дислокаций. Все это приводит к необходимости учета нелинейности дислокационной подсистемы, которая может проявиться

раньше акустической. Мы будем учитывать это, полагая зависимость эффективной массы, жесткости и коэффициента затухания колебаний дислокации от амплитуды ультразвука в следующем виде:

$$A = A_0(1 + A_1\xi^2), \quad C = C_0(1 + C_1\xi^2), \quad (5)$$

$$B = B_0(1 + B_1\xi^2 + B_3\xi^4 + B_2\bar{\Delta}l^{-2}). \quad (6)$$

Здесь A_0, B_0, C_0 и A_1, B_1, B_2, B_3, C_1 — постоянные коэффициенты, а величина $\bar{\Delta}l^2$ определяет среднее увеличение длин петель, определяемое закреплением дислокаций на примесях. Выражение для $\bar{\Delta}l^2$ представим в виде

$$\bar{\Delta}l^2 = \chi\xi^2\theta(S) \int_0^x U^2 dx. \quad (7)$$

Ступенчатая функция $\theta(S)$ равна 0 при докритических амплитудах колебаний дислокаций, когда $S = (\xi^2 - \xi_c^2) < 0$, и равна 1 при $S > 0$. Соотношение (7) отражает тот факт, что при малых амплитудах $|\xi| \ll |\xi_c|$ длины петель фиксированы и $\bar{\Delta}l^{-2} = 0$, причем изменение $\bar{\Delta}l^2$ пропорционально как амплитуде колебаний дислокации, так и энергии акустических колебаний в кристалле. Будем считать частоту звука намного меньшей частоты собственных дислокационных колебаний, что выполнялось в эксперименте. Нелинейную систему (4) с учетом (5) решаем методом медленно меняющихся амплитуд, полагая

$$U = U_0(x, t)e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} + c.c., \quad \xi = V_0(x, t)e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} + c.c., \quad (8)$$

где $U_0(x, t)$ и $V_0(x, t)$ — комплексные медленно меняющиеся амплитуды ультразвука и вынужденного дислокационного колебания. Из (4) получаем уравнение для амплитуды акустической волны в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c_g \frac{\partial}{\partial x} \right) U_0 = - \left[\gamma - a_2 \left(1 - \chi\theta(U_0^2 - U_t^2) \right) \times \int_0^x U_0^2 dx' \right] U_0 + a_3 U_0^4, \quad (9)$$

где c_g — групповая скорость; $a_{2,3}$ — коэффициенты, связанные с нелинейностью дислокационной подсистемы, явный вид которых ввиду

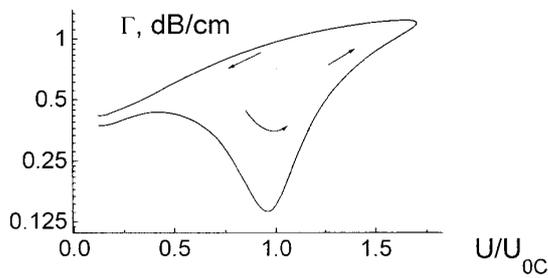


Рис. 1. Зависимость эффективного коэффициента поглощения ультразвука от амплитуды входного импульса (численный расчет) $q_2 = -0.05$, $a_3 = 0.3$, $\gamma = 0.47$.

громоздкости не приводится; γ — параметр феноменологически введенного линейного поглощения звука. Для малых амплитуд U_0 уравнение (9) описывает распространение затухающего ультразвукового импульса, причем декремент затухания равен γ . Однако в случае ультразвука конечной амплитуды уравнение (9) становится нелинейным, при этом эффективный коэффициент поглощения начинает зависеть от амплитуды.

Уравнение (9) ввиду его сложности не удается решить аналитически. Поэтому в работе выполнялся компьютерный расчет путем численного решения (9) и на его основе вычислялась зависимость эффективного коэффициента поглощения ультразвука

$$\Gamma = \Gamma(U_0) = -\frac{1}{L} \ln \frac{U_0(L, t + L/c_g)}{U_0(0, t)} \quad (10)$$

от амплитуды выходного импульса $U_0(0, t)$ в кристалле длины L . Экспериментально затухание ультразвука с частотой 2.02 МГц в монокристаллах ZnS при комнатной температуре. Результаты расчетов и эксперимента представлены на рис. 1, 2 соответственно.

Видно, что с увеличением амплитуды ультразвука зависимость декремента приобретает выраженный гистерезисный характер как в расчете, так и в эксперименте. Важно отметить что в отличие от известного ранее амплитудно-зависимого внутреннего трения в струнной модели дислокации [1,8] наши данные показывают на некоторое уменьшение затухания с ростом амплитуды ультразвука в допороговой области, с

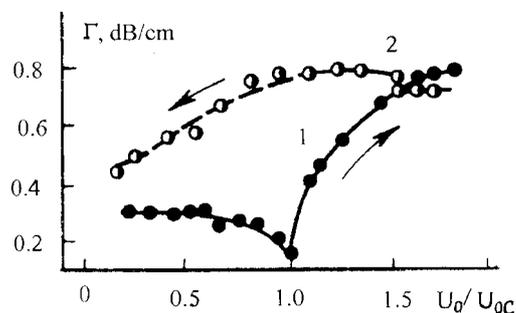


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука частотой 2.02 МГц от амплитуды входного импульса в кристалле ZnS (обр. ZnS-10А) при комнатной температуре.

последующим крутым ростом Γ при сверхпороговых нагрузках. при допороговых амплитудах (или при $\chi = 0$) зависимость $\Gamma = \Gamma(U_0)$ не обнаруживала гистерезисных особенностей. При этом характерный вид $\Gamma(U_0)$ оставался подобным нижней части кривой рис. 1. Эксперимент также не обнаруживает гистерезиса затухания при допороговых амплитудах ультразвука, соответствующих значениям $U_0 < U_{0c}$ на рис. 2.

Таким образом, интенсивный ультразвук приводит к существенному изменению дислокационных характеристик кристалла (длин колеблющихся дислокационных петель, а также параметров дислокаций). Изменение состояния дислокационной подсистемы обуславливает наблюдающуюся нелокальность акустодислокационного взаимодействия, которая проявляется в гистерезисной зависимости коэффициента затухания акустической волны от ее амплитуды, включая область уменьшения затухания. Эффект уменьшения затухания не присутствует в струнной модели, которая учитывает только изменение длин дислокационных петель, оставляя при этом неизменными другие характеристики дислокаций.

Отметим, что описанные нами эффекты наблюдались в относительно чистых кристаллах с концентрацией дислокаций в пределах до 10^6 cm^{-2} . По-видимому, в загрязненных образцах с существенно большей концентрацией дислокаций или в металлах [1] уменьшение затухания не наблюдается, поскольку в таких материалах эффекты дислокационной перезарядки точечных дефектов слабы или подавлены.

Список литературы

- [1] *Физическая акустика* / Под ред. У. Мэзона. М.: Наука, 1969. Т. 4. Ч. А. 436 с.
- [2] *Никаноров С.П., Кардашев Б.К.* Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985. 250 с.
- [3] *Pustelny T.* // *Ultrasonics*, 1995. V. 33. N 4. P. 289–294.
- [4] *Коротченков О.А., Рожко А.Х., Антонов А.М.* // *ФТТ*. 1993. Т. 35. № 8. С. 2244–2249.
- [5] *Ostrovskii I.V., Korotchenkov O.F.* // *Solid State Comm.* 1992. V. 82. N 4. P. 267–270.
- [6] *Benabdeslem M., Ostrovskii I.* // *Revue Phys. Appl.* 1990. V. 25. N 10. P. 1005–1010.
- [7] *Коротченков О.А., Марченко А.Т., Островский И.В.* // *ЖТФ*. 1992. Т. 62. В. 8. С. 187–191.
- [8] *Granato A., Luecke K.* // *Journ. Appl. Phys.* 1956. V. 27. N 2. P. 789–792.