

- [3] Митрофанов Ю. Ф., Польский Ю. Е., Фалин М. Л. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 12. С. 3555—3560.  
 [4] Baker J. M., Davies E. R. // Proc. Roy. Soc. A. 1968. V. 398. N 1494. P. 403—431.  
 [5] Liao N., Hartman J. // Phys. Rev. 1973. V. 813. P. 68—80.  
 [6] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974. 503 с.  
 [7] Buishvili L. L., Zviadadze M. D., Fokina N. P. // Physica. 1976. V. 84B. P. 200—206.  
 [8] Feher G. // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1219—1244.  
 [9] Берулава Б. Г. // Автореф. докт. дис. Тбилиси, 1988.

Тбилисский государственный университет  
Тбилиси

Поступило в Редакцию  
9 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
29 августа 1988 г.

УДК 539.2 : 548.4 : 539.67 : 539.374

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ LiF и NaCl

С. Б. Кустов, С. Н. Голядин, А. В. Никифоров, Б. К. Кардашев

Вопрос о частотной зависимости амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) имеет принципиальное значение для выяснения физических механизмов этого явления [1-3]. Имеющиеся экспериментальные данные для монокристаллов меди [4, 5], свинца [6], цинка [7], магния [8] и поликристаллических стальных образцов [9, 10] противоречивы и не обнаруживают какой-либо общей закономерности.

Согласно точке зрения, что АЗВТ обусловлено статическим гистерезисом [2, 3, 5, 11-13], амплитудно-зависимые декремент колебаний и дефект модуля упругости не должны зависеть от частоты. Этот факт подтверждается рядом исследований АЗВТ резонансными методами [4-6]. Заметим, однако, что в этих экспериментах частоту колебаний обычно не удается изменить более чем в 2—3 раза.

С другой стороны, из представлений о термофлуктуационном преодолении дислокациями потенциальных барьеров [13-17] следует существование частотной зависимости амплитудно-зависимых внутреннего трения и дефекта модуля упругости с максимумом АЗВТ, положение которого зависит от температуры и амплитуды колебаний [15, 17]. Дефект модуля упругости должен монотонно расти с уменьшением частоты.

В данной работе приводятся результаты исследований амплитудно-зависимых обратимой неупругой деформации, дефекта модуля Юнга (ДМЮ) и декремента колебаний при циклическом знакопостоянном сжатии монокристаллов LiF и NaCl в диапазоне частот  $5 \cdot 10^{-3}$ —2 Гц для различных амплитуд вынужденных колебаний.

Методика измерений основана на непосредственной регистрации гистерезисных петель нагрузка—деформация, возникающих при циклическом сжатии предварительно деформированных на 0.5 % образцов. Техника проведения экспериментов подробно рассмотрена в [18].

На рис. 1 показаны типичные частотные зависимости декремента  $\delta$  и ДМЮ  $\Delta E/E$  кристаллов LiF и NaCl при различных амплитудах колебательного напряжения  $\sigma_0$ , максимальное значение которого не превышало обычно 70 % от напряжения течения образца. Видно, что во всех случаях ДМЮ (т. е. величина неупругой деформации) монотонно уменьшается с ростом частоты нагружения. Декремент колебаний может как увеличиваться с частотой (кристаллы LiF, большие амплитуды  $\sigma_0$ ; кри-

вая 1 на рис. 1, а), так и уменьшаться (кристаллы NaCl; рис. 1, б). При уменьшении амплитуды  $\varepsilon_0$  зависимость  $\delta$  от частоты практически исчезает (кривая 2 на рис. 1, а), а затем меняет характер: при малых  $\varepsilon_0$  декремент становится убывающей функцией частоты (кривая 3 на рис. 1, а).

На рис. 2 приведены гистерезисные петли нагрузка—неупругая деформация для кристаллов LiF и NaCl при максимальных амплитудах. Видно, что для кристаллов обоих типов повышение частоты нагружения

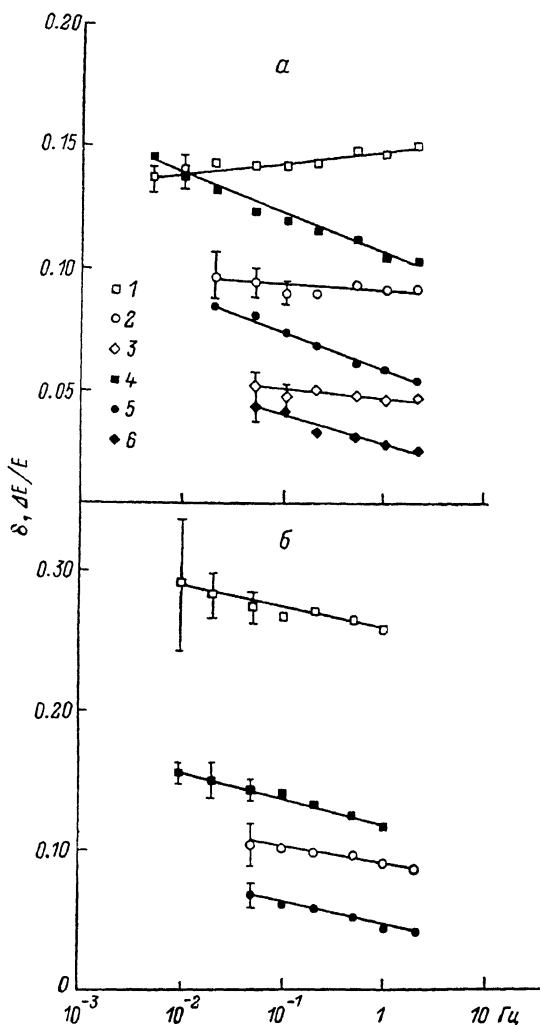


Рис. 1. Частотные зависимости декремента  $\delta$  (1—3) и дефекта модуля Юнга  $\Delta E/E$  (4—6) в кристаллах LiF (а) и NaCl (б).

а: 1, 4 —  $\varepsilon_0 = 1.6$  МПа; 2, 5 — 0.8; 3, 6 — 0.4; б: 1, 4 — 0.45; 2, 5 — 0.22.

вызывает уменьшение неупругой деформации или ДМЮ. В кристалле NaCl это сопровождается и уменьшением площади гистерезисной петли (т. е. декремента  $\delta$ ), а в кристалле LiF — увеличением. Поскольку в нашем случае при больших  $\varepsilon_0$  для кристаллов LiF  $\delta$  увеличивается с частотой, а уровень затухания при тех же амплитудах на ультразвуковых частотах ниже на 1—2 порядка [9], можно предположить, что для данной амплитуды колебаний  $\varepsilon_0$  должен существовать максимум АЗВТ на частотах выше 2 Гц. Изменение наклона частотных зависимостей декремента при изменении амплитуды  $\varepsilon_0$  (кривые 1—3 на рис. 1, а) указывает на то, что максимум АЗВТ может смещаться в сторону более низких частот при уменьшении амплитуды колебаний. В частности, независимость

декремента колебаний от частоты при  $\tau_0 = 0.8$  МПа (кривая 2 на рис. 1, а) может свидетельствовать о том, что для этой амплитуды исследованный диапазон частот совпадает с широким максимумом частотной зависимости АЗВТ. Для кристалла NaCl в исследованном диапазоне амплитуд он может находиться на более низких частотах. Частотные зависимости декремента и ДМЮ являются слабыми. При изменении частоты на два порядка относительные изменения АЗВТ и ДМЮ не превышают 10--50%. Примерно одинаковые наклоны частотных зависимостей ДМЮ для различных амплитуд (рис. 1) означают, что относительные изменения ДМЮ с частотой уменьшаются с повышением  $\tau_0$ , а чувствительность неупругой деформации к частоте нагружения при этом ослабевает.

Поскольку во всех случаях величина неупругой деформации при постоянной амплитуде напряжения  $\tau_0$  уменьшается с ростом частоты, можно заключить, что по крайней мере один из механизмов рассеяния связан с термофлюктуационным движением дислокаций.

При анализе АЗВТ роль термической активации связывается традиционно с взаимодействием дислокаций с точечными дефектами [13-17]. В настоящее время рассматривается либо термически активируемый отрыв дислокационных сегментов от точек закрепления [14, 15], либо преодоление дислокациями

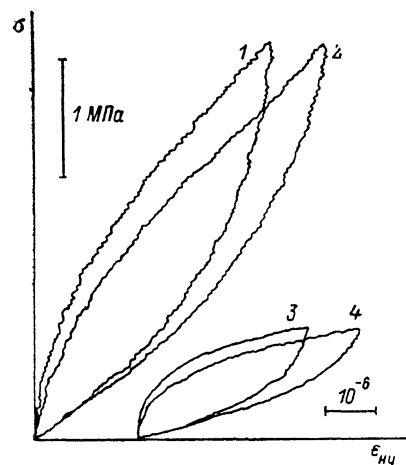


Рис. 2. Гистерезисные петли нагрузка—неупругая деформация в кристаллах LiF (1, 2) и NaCl (3, 4) при амплитудах колебательного напряжения соответственно 1.6 и 0.45 МПа на частотах 1.0 (1, 3) и 0.02 Гц (2, 4).

сетки точечных препятствий, хаотически расположенных в плоскости скольжения, под действием механических напряжений и термических флуктуаций [16, 17] (модель «сухого трения»). Любая из этих моделей приводит к наличию максимума в амплитудных, частотных и температурных зависимостях. Наличие максимума в частотной зависимости в принципе согласуется с результатами данной работы. Сдвиг максимума частотной зависимости в более низкие частоты при понижении амплитуды также согласуется с представлениями о термофлюктуационном механизме рассеяния [15, 17]. Однако термофлюктуационный механизм, по всей видимости, не является единственным. Значительный уровень затухания при самых низких частотах (рис. 1), ослабление чувствительности неупругой деформации к частоте с ростом амплитуды колебаний, а также отсутствие максимума в амплитудных зависимостях при фиксированной частоте (подробно см. [18]) свидетельствуют о наличии квазистатического (атермического или силового) механизма рассеяния энергии дислокациями, связанного с движением в полях термически непреодолимых барьеров.

В [18] был сделан вывод, что наблюдающиеся зависимости неупругой деформации от напряжения не могут быть объяснены в рамках моделей отрыва дислокационных сегментов, а подвижные дислокации преодолевают в объеме кристалла расстояния, значительно превышающие смещения дислокационных сегментов под действием сил линейного натяжения. С учетом результатов данной работы можно заключить, что существование термоактивированной компоненты рассеяния энергии в диапазоне обратимой микропластической деформации может быть объяснено на основе моделей, аналогичных моделям «сухого трения».

С нашей точки зрения силовой механизм может быть связан с взаимодействием дислокаций в линиях и полосах скольжения. Так, в [20] на примере слоистых монокристаллов LiF—LiF : Mg<sup>2+</sup> было показано, что

микрoпластическая деформация определяется не свойствами отдельных дислокаций, а типом конкретной дислокационной структуры, образующейся в процессе предвратительной пластической деформации.

Результаты настоящей работы дают основание рассмотреть вопросы о взаимосвязи силовых и термически активируемых процессов в диапазоне обратимой микрoпластической деформации, а также о разделении их вклада в амплитудно-зависимое затухание.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Постников В. С. Внутреннее трение в металлах. М., 1974. 351 с.
- [2] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М., 1975. 472 с.
- [3] Давиденков Н. Н. // ЖТФ. 1938. Т. 8. № 6. С. 483—499.
- [4] Takahashi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1956. V. 11. N 12. P. 1253—1263.
- [5] Nowick A. S. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 2. P. 249—257.
- [6] Hiki Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1958. V 13. N 10. P. 1138—1144.
- [7] Read T. A. // Trans. Met. Soc. AIME. 1941. V. 143. P. 30—41.
- [8] Roberts J. M., Hartman D. S. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 119—129.
- [9] Rowett F. E. // Roy. Soc. Proc. A. 1914. V. 89. N A614. P. 528—543.
- [10] Постников В. С., Шаршаков И. М., Усанов В. В. // Изв. вузов, черная металлургия. 1966. № 5. С. 144—146.
- [11] Гранато А., Люкке К. // Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М., 1963. С. 27—57.
- [12] Kressel H., Brown N. // Dislocation Dynamics. N. Y., 1968. P. 337—356.
- [13] Roberts J. M., Barnett D. M. // J. de Phys. 1985. V. 46. Coll. C10. N 12. Suppl. P. 199—204.
- [14] Инденбом В. Л., Чернов В. М. // Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. М., 1972. С. 87—95.
- [15] Lücke K., Granato A. V., Teutonico L. J. // J. Appl. Phys. 1968. v. 39. N 11. P. 5181—5191.
- [16] Schlipf J. // Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids. Tokyo. 1977. P. 91—98.
- [17] Gremaud G. // J. de Phys. 1987. V. 48. Coll. C8. N 12. Suppl. P. 15—30.
- [18] Кустов С. Б., Голяндин С. Н., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2167—2176.
- [19] Никаноров С. И., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М., 1985. 253 с.
- [20] Кустов С. Б., Голяндин С. Н., Никифоров А. В. и др. // Физические аспекты прогнозирования разрушения и деформирования гетерогенных материалов. Л., 1987. С. 176—182.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
5 сентября 1988 г.

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ $\text{LnF}_3$ (Ln = La, Ce, Pr)

А. Э. Алиев, А. Ш. Акрамов, Н. Х. Ташмухамедова

Редкоземельные трифториды  $\text{LaF}_3$ ,  $\text{CeF}_3$ ,  $\text{NdF}_3$ ,  $\text{PrF}_3$  со структурой тисонита в последние годы стали предметом многочисленных исследований в связи с обнаружением в них суперионной проводимости [1, 2]. Широкий комплекс экспериментальных исследований в этих соединениях [3, 4] показал, что в окрестности суперионного фазового перехода наблюдаются аномалии в производных от термодинамических функций — в теплоемкости, упругих модулях, энтальпии активации проводимости. Вместе с тем поведение одной из важнейших характеристик системы —