

## Пик внутреннего трения в монокристалле CsI в области гелиевых температур

С. Н. Смирнов, В. Д. Нацик, П. П. Паль-Валь

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: smirnov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 10 июля 1998 г.

Методом составного пьезовибратора на частотах порядка  $(1-7) \cdot 10^5$  Гц изучена акустическая релаксация недеформированных и пластически деформированных монокристаллов CsI в температурном интервале 2–15 К. Пластическая деформация инициирует появление пика внутреннего трения, локализованного в температурном интервале 4–5 К. Показано, что пик смещается в сторону высоких температур при увеличении частоты колебаний и соответствует термически активированному релаксационному процессу с очень низкими значениями энергии активации  $U \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$  эВ и частоты попыток  $\nu_0 \approx 6,7 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. В качестве возможного механизма возникновения пика обсуждается взаимодействие звука с дислокационными кинками, диффундирующими в рельефе Пайерлса второго рода.

Методом складеного п'єзовібратора на частотах порядку  $(1-7) \cdot 10^5$  Гц вивчено акустичну релаксацію недеформованих і пластично деформованих монокристалів CsI в температурному інтервалі 2–15 К. Пластична деформація ініціює появу піка внутрішнього тертя, локалізованого у температурному інтервалі 4–5 К. Показано, що пік зміщується в бік більш високих температур при збільшенні частоти коливань і відповідає термічно активованому релаксаційному процесу з дуже низкими значеннями енергії активації  $U \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$  еВ і частоти спроб  $\nu_0 \approx 6,7 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. Як можливий механізм виникнення піка обговорено взаємодію звуку з дислокаційними кінками, котрі дифундують у рельєфі Пайєрлса другого роду.

PACS: 62.40.+i, 62.80.+f, 81.40.Lm

### Введение

Изучение кристаллических материалов методами акустической спектроскопии при температурах жидкого гелия и субкельвинового диапазона позволяет регистрировать локальные структурные перестройки, протекание которых лимитируется преодолением потенциальных барьеров очень малой величины порядка  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  эВ. Экспериментальными свидетельствами существования этих процессов являются релаксационные пики на температурных зависимостях внутреннего трения и размытые ступеньки на температурных зависимостях модулей упругости. Такие особенности зарегистрированы при изучении ряда металлических кристаллов при температурах  $T < 10$  К: ниобия [1–6], молибдена [7], алюминия [8]. Аномалии другого типа, которые также обусловлены низкоэнергетическими

перестройками атомной структуры, зарегистрированы при изучении температурных зависимостей модулей упругости аморфных твердых тел (стекол) [9] и кристаллов с достаточно большим количеством дефектов [10–14]: линейный рост модулей упругости с понижением температуры, логарифмический выход на максимум при температурах порядка 0,1–1 К и уменьшение по логарифмическому закону в области субкельвиновых температур.

Атомные механизмы обсуждаемых перестроек и обусловленных ими акустических аномалий, по-видимому, различны для различных кристаллических и аморфных материалов. Однако аномалии обоих типов успешно интерпретируются в терминах феноменологической модели двухъямных энергетических состояний и двухуровневых туннелирующих систем. Эта модель предполагает, что отдельные

элементы структуры (группы атомов), распределенные по объему твердого тела в достаточно большом количестве, имеют различные конфигурации с близкими значениями потенциальной энергии, разделенные невысокими энергетическими барьерами. Переходы между такими конфигурациями могут происходить путем термической активации или квантового туннелирования и стимулируются упругими колебаниями. Анализ релаксационного и резонансного взаимодействий упругих колебаний с этими перестройками при учете тепловых флуктуаций и квантового туннелирования, а также статистики барьеров (в случае сильно разупорядоченных структур) позволяет единообразно и непротиворечиво описать все основные особенности акустических свойств твердых тел при очень низких температурах.

С обсуждаемыми акустическими аномалиями также тесно связаны низкотемпературные особенности тепловых свойств кристаллических и аморфных материалов. Поэтому проблема низкоэнергетических структурных перестроек, помимо несомненного интереса с точки зрения фундаментальной физики твердого тела, приобретает значительную прикладную актуальность при разработке методик прецизионных низкотемпературных измерений и детекторов гравитационных волн [12].

В ряде случаев при интерпретации конкретных экспериментальных наблюдений оказалось возможным феноменологической модели низкоэнергетических структурных перестроек придать микроскопический смысл, используя понятия и термины дислокационной физики [5,6,8,10]. В физике дислокаций хорошо известны элементарные структурные процессы, протекание которых лимитируется преодолением энергетических барьеров малой величины — это зарождение и перемещение кинков на дислокационных линиях. Данное обстоятельство делает весьма заманчивым привлечение дислокационных моделей для интерпретации низкотемпературных акустических и тепловых аномалий. При этом достоверность и однозначность интерпретации можно существенно повысить, используя возможность контролируемого изменения объемной плотности и параметров дислокационных кинков специальными видами тепловой [5] и акустической [10] нагрузкой или предварительной пластической деформацией [8].

До настоящего времени акустические аномалии дислокационной природы в области очень низких

температур  $T < 10$  К были зарегистрированы только в металлических кристаллах. В данном исследовании показано, что введение дислокаций в щелочно-галогидный кристалл CsI также инициирует появление пика внутреннего трения при температурах жидкого гелия. При значениях частоты колебаний  $(3-7) \cdot 10^5$  Гц пик локализован в температурном интервале 4–5 К. Смещение пика на оси температур при изменении частоты колебаний свидетельствует о том, что он является результатом резонансного взаимодействия упругих колебаний с термически активированным низкоэнергетическим релаксационным процессом с энергией активации  $U \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$  эВ.

## 1. Методика эксперимента

Для изучения низкотемпературных акустических свойств кристалла CsI использован метод составного двойного пьезовибратора. Изучаемые образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с поперечным сечением  $2,2 \times 2,2$  мм и длиной 11–13 мм, их продольная ось имела кристаллографическую ориентацию  $\langle 110 \rangle$  с возможным отклонением в пределах  $2^\circ$ . Образцы вырезались водно-нитяным методом из вакуумно выращенного монокристалла CsI, затем шлифовкой на мягкой увлажненной ткани доводились до необходимых геометрических размеров. Торцы пришлифовывались на тонких абразивах с целью получения их плоскопараллельности и достижения хорошего акустического контакта при склейке с пьезорезонатором. Окончательная обработка поверхности проводилась химической полировкой в метаноле. Ориентация монокристаллов определялась с помощью лауэграмм. После отжига ( $500^\circ\text{C}$ , 8 ч) и химической полировки образцы приклеивались к кварцевым пьезорезонаторам.

Акустические измерения проводили в интервале частот  $\omega/2\pi \approx (1-7) \cdot 10^5$  Гц. В образцах возбуждались продольные стоячие волны на частотах близких к 1, 3, 5 и 7 гармоникам кварца. Измерялись резонансная частота вынужденных колебаний вибратора и величина активного электрического сопротивления при резонансе. Результаты измерений обрабатывались по методике, предложенной в работе авторов [15]: после предварительного тестирования параметров кварцевых резонаторов определялись логарифмический декремент колебаний  $\delta$  и модуль Юнга  $E$  образцов на различных гармониках вибратора.

Температурные зависимости декремента и резонансной частоты измерялись в интервале температур 2–15 К при постоянной амплитуде ультразвуковой деформации порядка  $10^{-6}$  в области амплитудно независимого поглощения ультразвука. Измерения проводились в гелиевом криостате с откачкой паров  $^4\text{He}$  до давления 290 Па. Образец с кварцевым преобразователем располагался внутри нагревателя в рабочей камере, погруженной в жидкий гелий, который имел температуру приблизительно 1,4 К. Теплообмен между стенками камеры и образцом обеспечивался с помощью газообразного гелия при давлении  $2 \cdot 10^3$  Па. Измерение температуры производилось с помощью арсенид-галлиевого термометра сопротивления ТСАД-2. Указанные экспериментальные условия позволяли понизить температуру образца до 2 К. Промежуточные температуры в интервале  $2 \text{ К} < T < 15 \text{ К}$  устанавливались с помощью электрического нагревателя и стабилизировались полуавтоматической системой регулирования температуры.

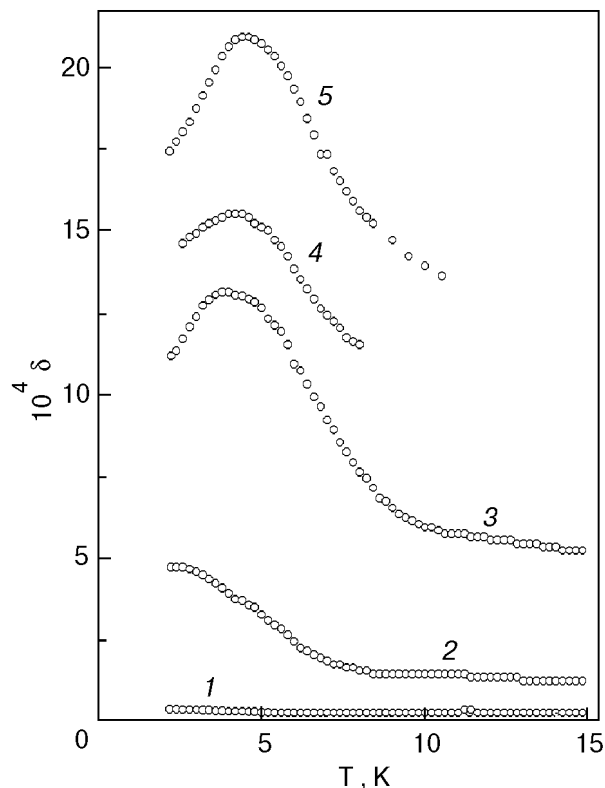


Рис. 1. Пики на температурных зависимостях декремента колебаний  $\delta$  монокристаллического образца CsI, инициированные пластической деформацией, и их смещение при изменении частоты колебаний: недеформированный образец (1); деформированный образец (2–5). Значения резонансной частоты  $\omega/2\pi$  и температуры пика  $T_m$ : 1 –  $1 \cdot 10^5$  Гц; 2 –  $1 \cdot 10^5$  Гц,  $T_m = ?$ ; 3 –  $3 \cdot 10^5$  Гц,  $T_m = 3,9$  К; 4 –  $5 \cdot 10^5$  Гц,  $T_m = 4,2$  К; 5 –  $7 \cdot 10^5$  Гц,  $T_m = 4,5$  К.

Вначале измерения проводились на недеформированном образце, затем он при комнатной температуре без отклейки от кварца подвергался пластической деформации порядка 3% сжатием вдоль продольной оси со скоростью  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  в специально изготовленной микродеформационной машине. Пластическая деформация осуществлялась по обычным для CsI системам легкого скольжения  $\langle 100 \rangle \{110\}$ . Недеформированные образцы имели плотность ростовых дислокаций порядка  $10^4 \text{ см}^{-2}$ , средняя плотность дислокаций после деформации имела значение порядка  $10^6 \text{ см}^{-2}$ .

## 2. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости декремента  $\delta$  одного из образцов, полученные на различных частотах. Декремент недеформированного образца (кривая 1 на рис. 1) имел весьма малую величину порядка  $2 \cdot 10^{-5}$ , что свидетельствует о совершенной исходной структуре образцов. В этом случае наблюдается слабое монотонное увеличение  $\delta$  с понижением температуры.

После деформации поглощение ультразвука существенно возрастает и приобретает сильную температурную зависимость. На основной гармонике ( $\omega/2\pi \approx 10^5$  Гц) при понижении температуры декремент монотонно увеличивается, затем ниже 3,2 К наблюдается тенденция к насыщению и в интервале температур 2,2–2,6 К температурная зависимость поглощения практически отсутствует (кривая 2). Абсолютное значение  $\delta$  при  $T \approx 2,2$  К достигает  $5 \cdot 10^{-4}$ , что свидетельствует о значительной величине неупругой деформации в образце. С увеличением частоты колебаний на зависимостях  $\delta(T)$  для деформированного образца появляются четко выраженные пики, положение которых на температурной оси зависит от частоты: с увеличением частоты температура максимума  $T_m$  регулярно смещается в область более высоких температур (кривые 3–5).

Отметим, что вопрос о наличии пика на кривой 2 (рис. 1) остается открытым, так как технические возможности данного эксперимента не позволяли изучить температурный интервал  $T < 2$  К.

На рис. 2 показано влияние деформации на температурную и частотную зависимости динамического модуля Юнга  $E(T, \omega)$ . В результате деформации вблизи значений температуры  $T_m$ , соответствующих максимумам

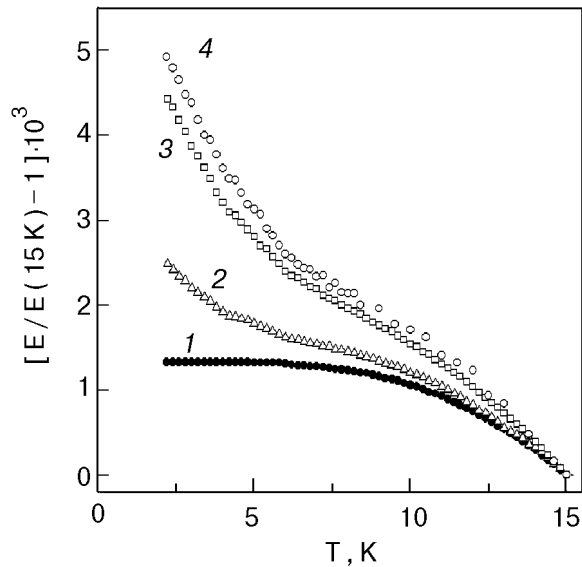


Рис. 2. Влияние пластической деформации на температурную и частотную зависимости модуля Юнга  $E$  монокристаллического образца CsI: недеформированный образец (1); деформированный образец (2–4). Значения резонансной частоты  $\omega/2\pi$ , Гц:  $1 \cdot 10^5$  (1, 2);  $3 \cdot 10^5$  (3);  $7 \cdot 10^5$  (4). Для наглядности измеренные значения модуля Юнга приведены к температуре 15 К, соответствующей верхней границе изученного температурного интервала.

поглощения, на температурных зависимостях модуля появляются области резкого роста модуля с понижением температуры. Эти аномалии можно интерпретировать как фрагменты размытых ступенек, соответствующих пикам релаксационного поглощения.

Таким образом, существенное повышение плотности дислокаций в монокристалле CsI в результате пластической деформации приводит к появлению пика акустической релаксации в области температур жидкого гелия. Переходя к интерпретации пика, предположим, что он является следствием резонансного взаимодействия звука с системой однопипных термически активированных релаксаторов, для которых температурная зависимость времени релаксации  $\tau(T)$  описывается стандартной формулой Аррениуса

$$\tau(T) = \nu_0^{-1} \exp(U/kT), \quad (1)$$

где  $U$  — энергия активации;  $\nu_0$  — эффективная частота попыток. В таком случае частотная зависимость температуры пика  $T_m(\omega)$  определяется условием  $\omega\tau(T_m) = 1$ , из которого следует соотношение

$$\ln \omega = \ln \nu_0 - U/kT_m. \quad (2)$$

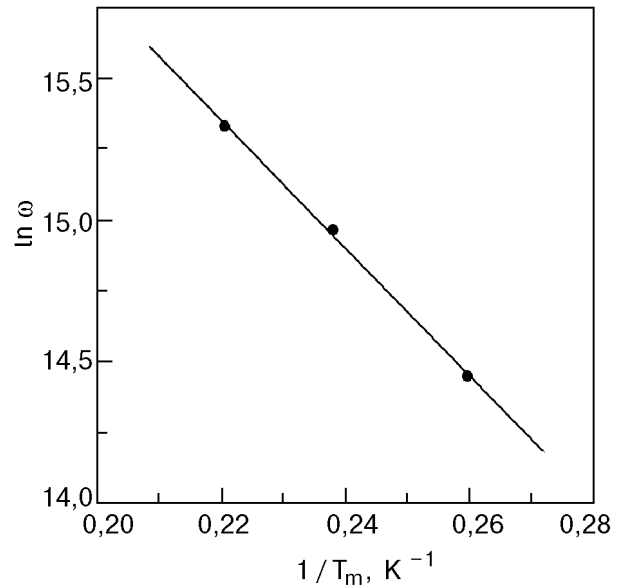


Рис. 3. Частотная зависимость температуры пика акустического поглощения  $T_m(\omega)$ : точки — экспериментальные данные, представленные на рис. 1; прямая — график функции (2), соответствующий значениям параметров  $U \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$  эВ,  $\nu_0 \approx 6,7 \cdot 10^8$  с $^{-1}$ .

На рис. 3 видно, что зарегистрированные на трех высших гармониках пьезовибратора значения  $T_m$  хорошо описываются соотношением (2). Для параметров релаксационного процесса из рис. 3 получаем эмпирические оценки:

$$U \approx 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}, \quad \nu_0 \approx 6,7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad (3)$$

Низкоэнергетический релаксационный процесс с параметрами (3) появляется в кристалле CsI в результате пластической деформации, поэтому он каким-то образом связан со свежевведенными дислокациями. Столь низкие значения активационных параметров процесса существенно сужают круг возможных дислокационных механизмов, которые можно привлечь для интерпретации обнаруженного пика акустического поглощения. Нам представляется, что наиболее вероятной причиной обнаруженной аномалии акустических свойств CsI является резонансное взаимодействие звука с цепочками дислокационных кинков, совершающих термически активированную диффузию в рельефе Пайерлса второго рода. При такой интерпретации энергия  $U$  имеет смысл высоты решеточного потенциального рельефа для дислокационных кинков. Действие этого механизма подробно описано в работах [5,6], в которых он привлечен для интерпретации низкотемпературного пика акустической релаксации в ниобии.

В заключение отметим, что однозначная физическая трактовка обнаруженной в данном исследовании низкотемпературной аномалии акустических свойств кристалла CsI требует проведения дополнительных акустических экспериментов в расширенном в сторону низких температур интервале  $T < 2$  К, а также выявления и анализа дислокационных структур, возникающих в этом кристалле в результате пластической деформации. Такие исследования авторы планируют выполнить в дальнейшем.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/156 «Бион»), а также Международного Научного Фонда (грант № U9T000).

1. E. J. Kramer and C.L. Bauer, *Phys. Rev.* **163**, 407 (1967).
2. K. F. Huang, A. V. Granato, and H. K. Birnbaum, *Phys. Rev.* **B32**, 2178 (1985).
3. E. Drescher-Krasicka and A. V. Granato, *J. Phys. (Paris)* **46**, 1073 (1985).
4. G. Cannelli, R. Cantelli, and F. Cordero, *Phys. Rev.* **B34**, 7721 (1986).
5. П. П. Паль-Валь, В. Д. Нацик, Л. Н. Паль-Валь, *ФНТ* **21**, 647 (1995).
6. В. Д. Нацик, П. П. Паль-Валь, *ФНТ* **23**, 1229 (1997).
7. W. Duffy, Jr., *J. Appl. Phys.* **72**, 5628 (1992).
8. T. Kosugi and T. Kino, *Mater. Sci. and Eng.* **A164**, 368 (1993).
9. H. v. Lösneysen, *Phys. Reports (Rev. Sect. of Phys. Lett.)* **79**, 161 (1981).
10. A. Hikata and C. Elbaum, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2418 (1985).

11. A. Hikata, M. J. McKenna, and C. Elbaum, *Phys. Rev.* **B40**, 5247 (1989).
12. R. N. Kleiman, G. Agnolet, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2079 (1987).
13. P. Esquinazi, R. Koenig, and F. Pobell, *Europhys. News* **24**, 105 (1993).
14. E. Gaganidze, P. Esquinazi, and R. Koenig, *Europhys. Lett.* **31**, 13 (1995).
15. В. Д. Нацик, П. П. Паль-Валь, С. Н. Смирнов, *Акустический журнал* **44**, 696 (1998).

### Internal friction peak in CsI single crystal at liquid helium temperatures

S. N. Smirnov, V. D. Natsik, and P. P. Pal-Val

Acoustic relaxation in undeformed and plastically deformed CsI single crystal has been studied using the composite oscillator technique at frequencies  $(1-7) \cdot 10^5$  Hz in the temperature range 2–15 K. Plastic deformation leads to appearance of an internal friction peak localized in the temperature interval 4–5 K. It is shown that the peak shifts towards higher temperatures when the vibration frequency is increased and corresponds to a thermally activated relaxation process with very low values of the activation energy  $U \approx 1.9 \cdot 10^{-3}$  eV and the attack frequency  $\nu_0 \approx 6.7 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup>. The interaction of sound with dislocation kinks migrating in the second-order Peierls relief is considered as a possible mechanism of the peak.