

УДК 548.4 : 534.8

© 1990 г.

*В. И. Мозгой, А. М. Петченко, А. Ф. Сиренко*

### ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕМПФИРОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ АКУСТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ NaCl УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ЭХОМЕТОДОМ

С целью получения сведений о динамическом торможении дислокаций исследован задемпфированный дислокационный резонанс в NaCl ориентации [100] на продольных волнах в диапазоне частот 7,5—232,5 МГц при температуре 300 К. Из частотных спектров, измеренных для деформированных кристаллов, определены зависимости коэффициента вязкости  $B$  и средней эффективной длины дислокационного сегмента  $L$  от плотности дислокаций.

Получение сведений о динамических характеристиках дислокаций, в частности о коэффициенте демпфирования  $B$ , представляет особый интерес. Как известно, величина  $B$  используется при анализе механизмов, контролирующих вязкое [1], термофлуктуационное [2] движения, а также движение, при котором дислокация преодолевает препятствия только при помощи механических сил с учетом сил инерции [3]. В связи с этим представляется важным изучение характера зависимости коэффициента вязкости  $B$  от плотности дислокаций  $\Lambda$ . Хотя для некоторых кристаллов определена зависимость  $B(\Lambda)$  [4—7], однако этот вопрос нельзя считать выясненным. Указанные результаты неоднозначны и носят неопределенный характер, а их число крайне ограничено.

С целью установления зависимости  $B(\Lambda)$  в настоящее время исследован задемпфированный дислокационный резонанс в монокристаллах NaCl в области частот 7,5—232,5 МГц при комнатной температуре. Опыты проводились на образцах ориентации [100], размером 18·18·30 мм<sup>3</sup>, чистотой  $3 \cdot 10^{-4}$  мас. %, предел текучести которых при 300 К составлял 12—15 г/мм<sup>2</sup>. Технология приготовления образцов и их отжига описана в [4]. Непараллельность рабочих граней образцов не превышала 1 мкм/см. Плотность дислокаций в отожженных недеформированных кристаллах, измеренная по ямкам травления, составляла  $\sim 10^4$  см<sup>-2</sup>. Акустические измерения проводились на установке [8], которая в отличие от [4] позволяла определять не только затухание ультразвука  $\alpha$ , но и скорость его распространения  $V$  во всем указанном частотном диапазоне. Это давало возможность получать на одном образце практически весь набор данных, необходимых для расчета величины  $B$ . В качестве материалов контактной прослойки использовались силиконовое масло ГКЖ-94 и салол для продольных и поперечных волн соответственно.

С целью выделения дислокационной части поглощения из величины  $\alpha$ , измеренной на деформированном кристалле, вычитался не средний фон (найденный по нескольким образцам [4]), а фон того же образца до деформации. Для введения легкоподвижных дислокаций кристаллы деформировали сжатием в направлении [100], совпадающем с направлением прозвучивания. Чтобы исключить возможное влияние процессов последеформационного старения, все опыты проводились через одно и то же время — 2 ч (время, необходимое для стабилизации дислокационной структуры) после снятия нагрузки.

На рис. 1 приведены типичные кривые зависимости дислокационного декремента  $\Delta_L$  от частоты  $f$  для некоторых кристаллов, отличающихся плотностью дислокаций. Можно видеть, что с увеличением деформации амплитуда резонансного максимума и его частотное положение существ-

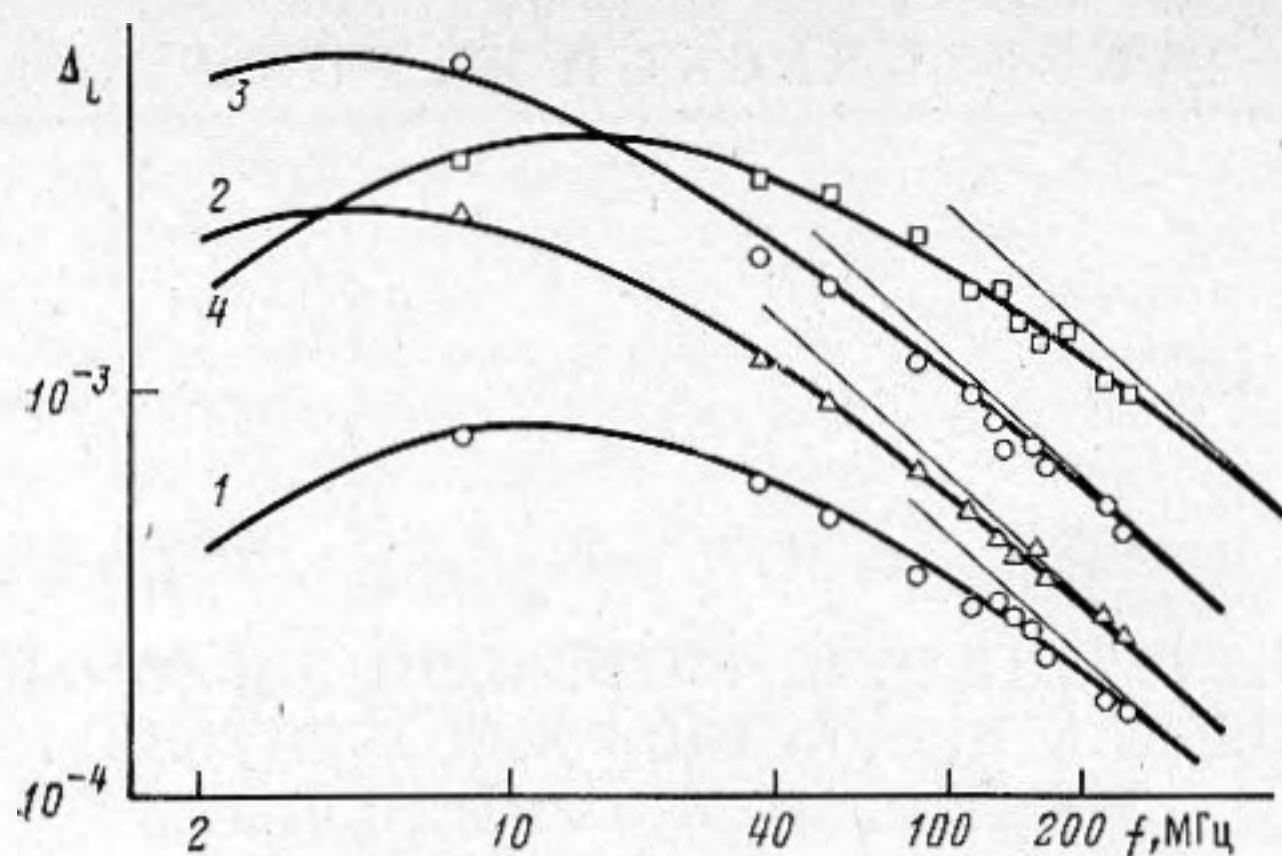


Рис. 1. Частотная зависимость дислокационного декремента при различных деформациях,  $\epsilon$ , %: 1 — 0,15, 2 — 0,35, 3 — 0,5, 4 — 1,23. Сплошные линии — теоретические кривые для случая экспоненциального распределения дислокационных петель по длинам [9] и их высокочастотные асимптоты

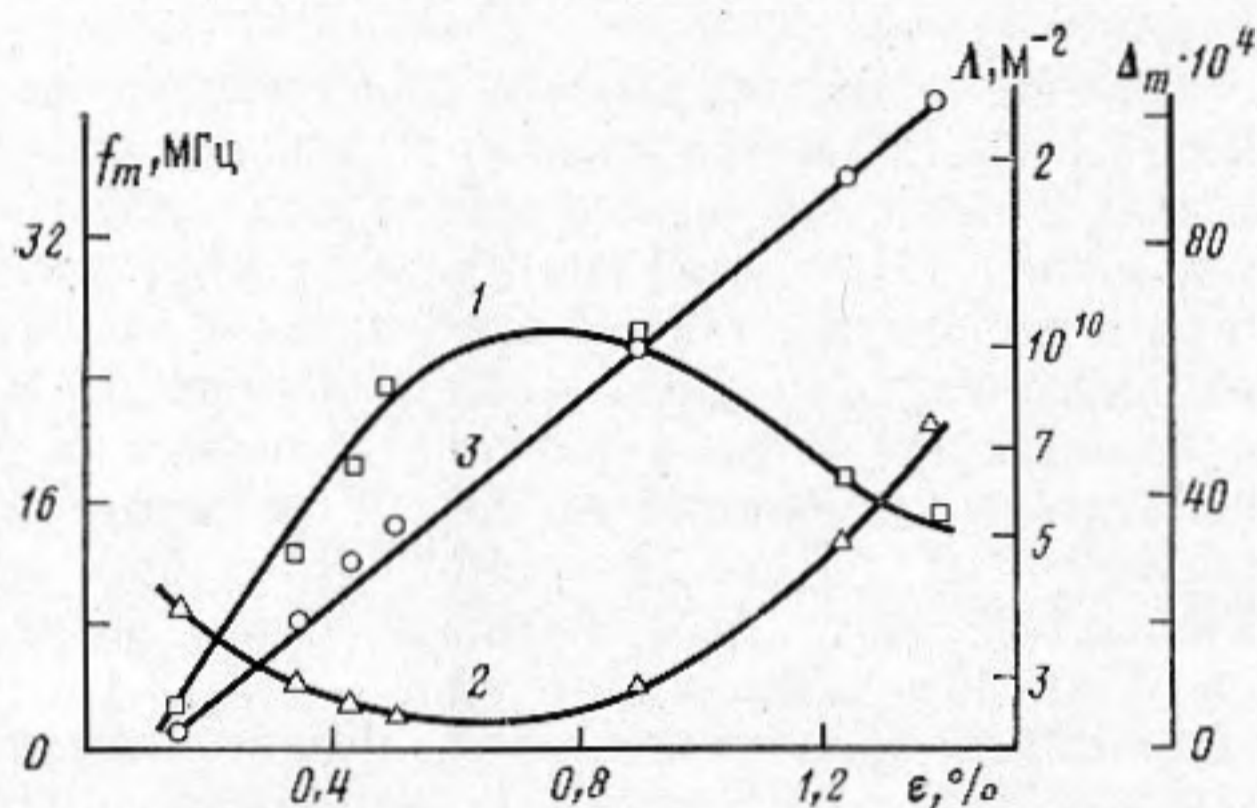


Рис. 2. Изменение величины декремента в максимуме резонансной кривой — 1, резонансной частоты — 2 и плотности дислокаций — 3 с деформацией

венно меняются. По мере роста деформации резонансные кривые, увеличиваясь по амплитуде, смещаются в область низких частот. Однако, начиная с деформации  $\sim 0,9\%$ , указанный процесс замедляется и в дальнейшем, достигнув предельного значения, начинает протекать в противоположном направлении. Поведение максимального декремента  $\Delta_m$  и резонансной частоты максимума  $f_m$  иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 2, вид которых качественно согласуется с таковыми, наблюдаемыми в LiF [5] и KCl [4]. Значения величин  $\Delta_m$  и  $f_m$  взяты из теоретической кривой, профилем которой экспериментальные данные экстраполируются на область низких и высоких частот.

Согласно [9], зависимость декремента затухания  $\Delta_\infty$  от частоты для  $\omega \gg \omega_m$ , резонансная частота  $\omega_m$  и максимальный декремент  $\Delta_m$  описываются соотношениями

$$\Delta_\infty = 4\Omega Gb^2 \Lambda / \pi^2 Bf, \quad (1)$$

$$\omega_m = 0,084\pi^2 C / BL^2, \quad (2)$$

$$\Delta_m = 2,2\Omega \Delta_0 \Lambda L^2, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — ориентационный фактор,  $G$  — модуль сдвига действующей системы скольжения,  $\Lambda$  — плотность дислокаций,  $B$  — константа демпфирования,  $C = 2Gb^2/\pi(1-\nu)$  — линейное натяжение дислокации,  $b$  — вектор Бюргерса,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $L$  — средняя длина дислокационной петли,  $f = \omega/2\pi$ ,  $\Delta_0 = 8Gb^2/\pi^3 C$ .

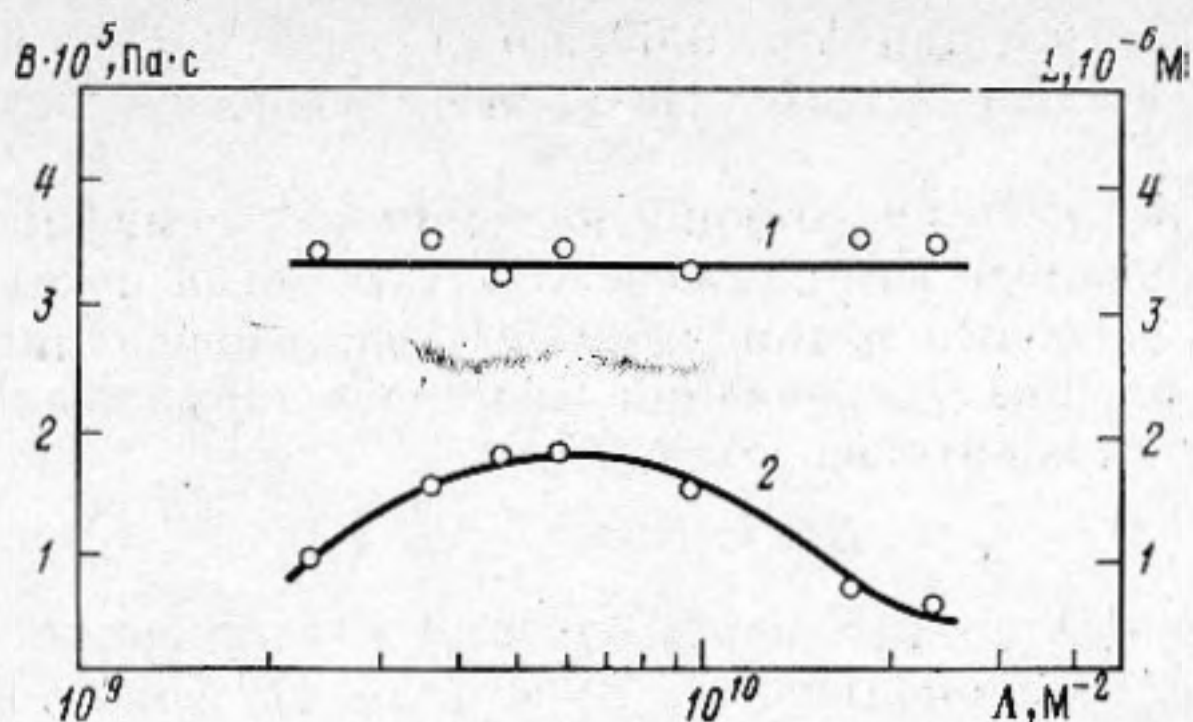


Рис. 3. Зависимость коэффициента вязкости — 1 и средней эффективной длины дислокационного сегмента — 2 от плотности дислокаций

Ранее [4,5] для этой области частот все экспериментальные кривые перестраивались в координатах  $\Delta_L = \varphi(1/f)$  и из наклона прямолинейных участков полученных зависимостей определялся по формуле (1) коэффициент вязкости  $B$ . Однако позднее выяснилось, что такая методика обработки экспериментальных кривых обеспечивает получение надежных данных лишь при наличии достаточно выраженной спадающей части кривой  $\Delta_L(1/f)$ . В противном случае она вносит существенную ошибку в расчет величины  $B$ . Более совершенной для этих целей представляется обработка [7], при которой экспериментальные точки экстраполируются на область предельной частоты теоретической кривой, рассчитанной для случая экспоненциального распределения дислокационных петель по длинам [9]. Здесь, определив из высокочастотной асимптотики  $\Delta_\infty$ , а  $\Lambda$  — по ямкам травления, можно по формуле (1) найти значение  $B$ .

Используя указанный способ обработки, была получена зависимость коэффициента вязкости  $B$  от плотности дислокаций  $\Lambda$  (рис. 3). Можно видеть, что в исследованном диапазоне изменений величины  $\Lambda$  коэффициент  $B$  остается постоянным. Заметим, что такая же зависимость  $B(\Lambda)$  получается и в том случае, если использовать соотношения (2) и (3).

Зависимость плотности дислокаций  $\Lambda$  от величины остаточной деформации приведена на рис. 2 (кривая 3). Точность в определении величины  $\Lambda$  составляла 15—20%. Учет других величин, входящих в (1), проводился следующим образом. При деформировании кристаллов NaCl вдоль направления [100] системой скольжения является (110) [110]. Ориентационный фактор для этого случая составляет 0,5, вектор Бюргерса равен  $3,98 \cdot 10^{-8}$  см [10]. Модуль сдвига  $G_{[110]} = (C_{11} - C_{12})/2 = 1,814 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, коэффициент Пуассона  $\nu = 0,32$ . Температуру Дебая  $\theta = 321,8$  К, вычисленную по формуле [11], определяли по измеренным значениям скоростей для продольных и поперечных волн, распространяющихся вдоль соответствующих кристаллографических направлений. При этом величины  $\nu$  и  $\theta$  определяли для отожженных кристаллов на частоте 7,5 МГц. Чтобы модуль  $G_{[110]}$  оставался чисто упругим модулем и не был подвержен влиянию дислокаций, его измерения проводились на совершенных отожженных кристаллах на частоте 172,5 МГц.

Далее было проведено сравнение абсолютных значений  $B$ , полученных экспериментально и рассчитанных теоретически. Согласно [1], вклад в торможение дислокаций, обусловленный фононным ветром и релаксацией медленных фононов, можно рассчитать из соотношения

$$B = \left[ 4 + \left( \frac{|n|}{G} - 6 \right)^2 \right] \frac{\hbar}{b^3} \left( \frac{K_D b}{2\pi} \right)^5 \left[ f_1 \left( \frac{T}{\theta} \right) + \lambda_\theta \frac{\theta}{T} f_2 \left( \frac{T}{\theta_m} \right) \right], \quad (4)$$

где  $n$  — модуль Мурнагана,  $K_D$  — дебаевская граница в спектре фононов,  $b$  — вектор Бюргерса,  $\hbar = h/2\pi$ , ( $h$  — постоянная Планка),  $\lambda_\theta = \Delta f_1(1)/\Delta f_2(1)$ ,  $f_2(1) = 0,92$ ;  $\theta_m$ ,  $\Delta$  — феноменологические параметры, определяемые из эксперимента. Графики функций  $f_1(T/\theta)$ ,  $f_2(T/\theta)$ ,  $f_1(1)$

приведены в [1]. Так, при  $\Delta = 0,62$ ,  $|n|/G = 30$  и  $T = 300$  К выражение (4) дает значение  $B = 1,1 \cdot 10^{-5}$  Па·с, что хорошо согласуется с экспериментом.

Влияние плотности дислокаций на константу демпфирования теоретически рассматривалось авторами работы [12]. Согласно их выводам, в результате динамического взаимодействия движущейся дислокации с сегментами закрепленных дислокаций возникает торможение  $B^*$ , величину которого можно оценить из выражения

$$B^* = B (1 + \Lambda L^2/\beta^2), \quad (5)$$

где  $\beta$  — численный коэффициент, близкий к единице,  $B$  — коэффициент торможения малодислокационного кристалла. Из формулы (5) видно, что вклад в торможение дислокаций за счет механизма взаимодействия «дислокация — дислокация» будет заметным лишь при больших  $\Lambda$ . Для кристаллов NaCl при определенных нами значениях  $L \sim 10^{-4}$  см и  $\Lambda \sim \sim 10^6$  см<sup>-2</sup> величина  $B$  не должна зависеть от  $\Lambda$ , что и наблюдается на опыте. В хлористом натрии в отсутствие добавки  $B_D = \Lambda L^2 B/\beta^2$  вязкое торможение определяется лишь взаимодействием дислокаций с элементарными возбуждениями кристалла — фононами. Согласно [13], такое торможение является фундаментальной характеристикой материала и не зависит от параметров дислокационной структуры.

Слабая зависимость  $B$  ( $\Lambda$ ), наблюдаемая ранее в работах [4, 5], по-видимому, связана с использованием недостаточно корректного способа обработки экспериментальных данных, о чем упоминалось выше. В пользу такого предположения свидетельствуют следующие обстоятельства. Во-первых, анализируя данные [4, 5], можно обнаружить, что расположение резонансных кривых  $\Delta_c(f)$  при различных деформациях качественно совпадает с таковыми, наблюдаемыми в NaCl, что, вероятно, должно указывать на сходство кривых  $B$  ( $\Lambda$ ). Во-вторых, отклонения  $B$  от своего среднего значения наибольшие для тех кривых, у которых наиболее слабо выражена нисходящая ветвь (при малых и больших деформациях).

Для выяснения природы смещения резонансного максимума по амплитуде и частоте исследовалась зависимость длины дислокационного сегмента  $L$  от плотности дислокаций. Параметр  $L$  вычислялся по формуле (2). График указанной зависимости  $L$  ( $\Lambda$ ) приведен на рис. 3. Как видно, при непрерывном увеличении плотности дислокаций величина  $L$  сначала увеличивается, а затем, достигнув своего максимального значения, начинает уменьшаться. Ее поведение, вероятно, можно объяснить на основе модели дислокационного взаимодействия [14]. С началом деформации в кристалле происходит раскрепление существующих дислокаций и возникновение новых источников, генерирующих длинные дислокационные петли. Увеличение числа таких дислокаций, по-видимому, является главной причиной роста затухания и снижения  $f_m$  с деформацией. Однако при деформациях выше  $\sim 0,9\%$  возникают дислокации в других плоскостях скольжения, оказывающие закрепляющее действие на дислокации первичной плоскости скольжения. В результате указанного взаимодействия дислокаций величина  $L$  уменьшается, что приводит к росту  $f_m$  и уменьшению  $\Delta_m$ .

Авторы выражают признательность Старцеву В. И. за ценные замечания и внимание к работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альшиц В. И., Инденбом В. Л. Динамическое торможение дислокаций // УФН. 1975. Т. 115. Вып. 1. С. 3—39.
2. Нацук В. Д. Теория разупрочнения металлов при сверхпроводящем переходе // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 6. С. 2540—2553.
3. Granato A. V. Dislocation Inertial Effects in the Plasticity of Superconductors // Phys. Rev. B., 1971. V. 4. № 7. P. 2196—2201.
4. Андронов В. М., Петченко А. М., Старцев В. И. Температурная зависимость коэффициента торможения дислокаций в хлористом калии при температурах  $77 \div \div 413$  К // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 4. С. 502—507.
5. Петченко А. М., Сиренко А. Ф. Влияние пластической деформации на частотную зависимость внутреннего трения в кристаллах // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3373—3375.

6. *Gektina J. V., Lavrentev F. F. and Startsev V. J.* Effect of Structure Imperfections on the Drag of Dislocations in Case of Their Viscous Motion in Zn Crystals // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1976. V. 33. № 1. P. 289—294.
7. *Pal-Val P. P., Platkov V. Ya. and Startsev V. J.* Temperature Dependence of the Dislocation Drag Constant in antimony // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1976. V. 38. № 1. P. 383—391.
8. *Петченко К. М., Строилова Д. Л., Мозговой В. И.* Сб. Синтез и исследование оптических материалов. Харьков: ВНИИ монокристаллов, 1987. № 19. С. 133—139.
9. *Гранато А., Люкке К.* Физическая акустика. Т. 4. Ч. А / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1969. С. 261—321.
10. *Srivastava K. K., Merchant H. D.* Thermal expansion of alkali Halides above 300 K // *J. Phys. Chem. Sol.* 1973. V. 34. № 12. P. 2069—2073.
11. *Алерс Дж.* // Физическая акустика. Т. 3. Ч. Б. / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968. С. 13—59.
12. *Нацик В. Д., Миненко Е. В.* Влияние дислокационной структуры кристалла на динамическое торможение подвижных дислокаций // *ФТТ*. 1970. Т. 12. № 7. С. 2099—2104.
13. *Кобелев Н. П., Сойфер Я. М., Альшиц В. И.* О соотношении между вязкой релаксационной компонентами дислокационного затухания высокочастотного ультразвука в меди // *ФТТ*. 1979. Т. 21. № 4. С. 1172—1179.
14. *Nicata A., Truell R., Granato A., Chick B., Lücke K.* Sensitivity of netrasonic attenuation and velocity changes to Plastic deformation and recovery in aluminium // *J. Appl. Phys.* 1956. V. 27. № 4. P. 396—404.

Харьковский государственный университет  
им. А. М. Горького

Поступила в редакцию  
01.08.88

*V. I. Mozgovoy, A. M. Petchenko, A. F. Sirenko*

#### INVESTIGATION OF DISLOCATIONS DAMPING IN ACOUSTIC CRYSTALS NaCl BY ULTRASONIC IMPULSE ECHO-TECHNIQUE

A damped dislocation resonance on longitudinal waves in NaCl with orientation  $\langle 100 \rangle$  for 7,5—232,5 MHz frequency band and  $T = 300 \text{ K}^\circ$  is studied in order to get information about the dynamic damping of dislocations. The dependences of the velocity coefficient and the effective mid-length of a dislocational segment versus the density of dislocations are defined.