

Г.О. ПЕТЧЕНКО, О.М. ПЕТЧЕНКО

Харківський національний університет міського господарства ім. О.М. Бекетова  
(Вул. Революції, 12, Харків 61002; e-mail: gdaeron@ukr.net)

УДК 539.67:539.374

**ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСПЕРСІЇ ШВИДКОСТІ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ В ОПРОМІНЕНИХ КРИСТАЛАХ LiF**

*Імпульсним методом в області частот 7,5–232,5 МГц при  $T = 300$  К досліджено вплив попередньої деформації ( $\varepsilon = 0,65\%$ ) і опромінення (в інтервалі доз 0–800 Р) на хід частотних залежностей швидкості ультразвуку в кристалах LiF. Екстраполюючи результати по дисперсії швидкості  $v(f)$  на область низьких частот та використовуючи відомі теоретичні співвідношення було встановлено, що коефіцієнт динамічної в'язкості  $B$  і густина дислокацій  $\Lambda$  зі зростанням дози опромінення залишаються незмінними. Разом з тим виявлено, що абсолютне значення величини  $B$  є в 10 разів меншим, а величини  $\Lambda$  – у стільки ж разів більшим від тих значень, що дають найбільш коректні методи – високочастотного внутрішнього тертя і прямого підрахунку ямок протравлювання відповідно.*

*Ключові слова:* опромінення, густина дислокацій, деформування, вектор Бюргерса, модуль зсуву, середня ефективна довжина дислокаційного сегмента.

**1. Вступ**

Експериментальні дослідження процесів закріплення легкорухливих дислокацій радіаційними дефектами і з'ясування їх впливу на хід частотної залежності швидкості ультразвуку  $v(f)$  є досить важливими. У таких дослідках, з одного боку, можна отримати широкі відомості про пружні властивості кристалів, які відображають характер міжчастинкових зв'язків [1], а з іншого боку – вивчити природу взаємодії дислокації з елементарними збудженнями кристала [2]. Необхідно зазначити, що хід експериментальних залежностей  $v(f)$  раніше досліджувався лише на кристалах NaCl [3,4] і LiF [5]. Акустичний метод, що використовувався в [3–5] виявився достатньо інформативним. За його допомогою, згідно з дислокаційною теорією [6], можна було визначити основні параметри дислокаційної структури – густину дислокацій  $\Lambda$  і середню ефективну довжину дислокаційного сегмента  $L$  за умови, якщо константа динамічного гальмування дислокацій  $B$  відома.

В результаті акустичних вимірювань, проведених в інтервалі частот 10–100 МГц на кристалах NaCl із залишковою деформацією  $\varepsilon = 0,06\%$ , автори [3] виявили, що деформація збільшує дисперсію від 0,5 до 4% і зміщує область дисперсії у бік ниж-

чих частот. Обробляючи свої результати в рамках теорії [6], з використанням прийнятого значення  $B = 1,2 \cdot 10^{-5}$  Па·с, автори [3] одержали значення  $\Lambda = 3 \cdot 10^{11}$  м<sup>-2</sup>, що виявилось істотно завищеним порівняно зі значенням густини дислокацій  $\Lambda_e$ , що дає метод ямок протравлювання кристалів, протрафорованих до 0,06%.

З метою уточнення цих результатів у роботі [4] була ретельно виміряна залежність  $v(f)$  також на кристалах NaCl, але в значно ширшому діапазоні частот 7,5–217,5 МГц при варіюванні залишкової деформації в інтервалі 0,2 до 1% і застосуванні рентгенівського опромінювання дозою в 300 Р.

У результаті досліджень в роботі [4] вперше було виявлено ефект оборотного зсуву дисперсійних кривих  $v(f)$ , який проявлявся в тому, що вказані частотні криві при збільшенні залишкової деформації зразка спочатку зміщувалися у бік низьких частот, а потім, після його рентгенівського опромінювання, починали рухатися у зворотному напрямі. Крім того, визначивши значення величини  $\Lambda_e$  методом підрахунку ямок протравлювання, автор [4] надійно встановив, що константа демпфування дислокацій  $B$  не залежить від густини дислокацій. Разом з тим, у роботі [4] було відзначено, що абсолютне значення  $B$  є значно заниженим порівняно з величиною  $B_e$ , що була отримана в [7] загально-визнаним “еталонним” методом високочастотного внутрішнього тертя – по спадній гілці частотної

© Г.О. ПЕТЧЕНКО, О.М. ПЕТЧЕНКО, 2013

залежності дислокаційного декременту  $\Delta_d(f)$  на кристалах тієї ж серії.

У недавній роботі [5] нами було поставлено за мету перевірити наявність ефектів, спостережуваних у роботах [3, 4] і справедливості результатів, одержаних їх авторами на інших кристалах, зокрема LiF. Для цього дисперсійна частотна залежність швидкості ультразвуку в кристалах досліджувалась для недеформованих, продеформованих до  $\varepsilon = 0,65\%$  та продеформованих і опромінених до 132 Р зразків. Виявилось, що, як і в [3, 4] деформація змістила криву  $v(f)$  у бік низьких частот і, як і в [4], опромінення привело до оборотного зміщення кривої.

Крім того, незважаючи на те, що експеримент [5] мав попередній характер, все ж таки для LiF як і для NaCl [4] накреслилась тенденція незалежності параметрів  $B$  і  $\Lambda$  від дози опромінення. У [5] також було зафіксовано зменшення під дією опромінення величини середньої ефективної довжини дислокаційного сегмента  $L$  (з  $13,5 \cdot 10^{-7}$  м до  $10,6 \cdot 10^{-7}$  м), що якісно добре узгоджується з результатами роботи [8], де на зразках тієї ж серії нами паралельно досліджувались структурні характеристики кристалів по високочастотній асимптоті вищезгаданої резонансної кривої  $\Delta_d(f)$ .

Враховуючи зазначене, метою даної роботи було продовження роботи, розпочатої в [5], щодо вивчення впливу рентгенівського опромінення на хід дисперсійних залежностей  $v(f)$  в кристалах LiF, на основі яких можна було б не тільки обчислити динамічні ( $B$ ) та структурні ( $\Lambda$  і  $L$ ) дислокаційні характеристики, а і з'ясувати межі застосовності теорії [6] в умовах екстрапольовання результатів по  $v(f)$  на область низьких частот.

## 2. Методика експерименту

У даній роботі вивчався вплив малих доз догохвильового рентгенівського опромінення на частотну залежність швидкості пружних хвиль  $v(f)$  в інтервалі частот 7,5–232,5 МГц у кристалах LiF із залишковою деформацією  $\varepsilon = 0,65\%$  при  $T = 300$  К. Вимірювання швидкості поширення УЗ-хвиль проводились в імпульсному режимі селекторним методом на установці, описаній в [9]. Для проведення експериментів використовувалися зразки чистотою  $10^{-4}$  ваг. % з кристалографічною орієнтацією  $\langle 100 \rangle$ , геометричний розмір яких становив  $17 \times 17 \times 29$  мм<sup>3</sup>.

976

Згідно з технологією [4, 5, 8], досліджувані зразки після виколування піддавалися тонкій поліровці так, щоб непаралельність їх робочих поверхонь становила приблизно 1 мкм/см, що контролювалося за допомогою оптиметра типу ІКВ. Незалежну оцінку ступеня непаралельності в системі “п'езокварц–склейка–зразок” можна було отримувати і в процесі накладання еталонного сигналу експоненційної форми на серію відбитих імпульсів, спостережуваних на осцилографі при прозвучуванні кристала. Для зняття внутрішнього напруження, яке могло виникнути в результаті механічної обробки зразків, їх відпалювали впродовж 12 годин у муфельній печі МП-2УМ при температурі  $\sim 0,8$  Тпл з подальшим повільним її охолодженням до кімнатної температури. Для введення в кристал “легкорухливих” дислокацій його попередньо деформували до отримання залишкової деформації  $\varepsilon = 0,65\%$ . При вказаних значеннях дисперсійна крива  $v(f)$  займала таке початкове частотне положення, з якого надалі було зручно спостерігати за її зсувом в область високих частот у процесі закріплення дислокацій радіаційними дефектами.

Вихід на необхідну величину залишкової деформації забезпечувався точною реєстрацією границі плинності кристалів на стрічці самописця КСП-4. Робоча довжина кристала до і після деформації контролювалася за допомогою компаратора ІЗА-2 з точністю 1 мкм. Деформація зразків проводилася шляхом їх стискання на машині типу “Інстрон” зі швидкістю  $\sim 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>. При такому режимі деформування [7] смуги ковзання не виникають, а ямки протравлювання рівномірно покривають поверхню кристала, що дає змогу за допомогою комп'ютерної програми “Photoshop” чітко визначити значення густини дислокацій  $\Lambda_\varepsilon$ .

Технологія опромінювання зразків рентгенівськими променями не відрізнялась від тієї, що була описана в роботах [5, 10].

## 3. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис. 1 наведено експериментальні залежності  $v(f)$ , виміряні на кристалах LiF: недеформованому (крива 1); попередньо продеформованому до  $\varepsilon = 0,65\%$  (крива 2), продеформованому, а потім ще й опроміненому рентгенівськими променями протягом 20–120 хвилин відповідно (криві 3–6).

Можна бачити, що при переході дислокаційної структури кристала з одного стану в інший характер поведінки частотних залежностей  $v(f)$  суттєво змінюється. Спочатку, коли в недеформованому (відпаленому) кристалі “ростові” дислокації були закріплені домішковими атомами, швидкість поширення акустичної хвилі змінювалась з частотою практично за лінійним законом (крива 1). У подальшому, з появою в кристалі, внаслідок його деформування до 0,65%, значної кількості легко рухливих дислокацій, характер у поведінці кривої  $v(f)$  різко змінився (крива 2). Тепер на частотній залежності  $v(f)$ , яка за своїм виглядом схожа на сигмоїдальну криву, з’являється яскраво виражена область дисперсії, що особливо простежується у низькочастотній області.

Надалі, при опромінуванні цього ж зразка різними дозами в інтервалі приблизно 130–800 Р, частотні залежності  $v(f)$  (криві 3–6) помітно зміщуються в область більш високих частот, все більше наближаючись до частотного положення кривої 1 для недеформованого зразка. Результати, наведені на рис. 1 можна, згідно з [6], інтерпретувати таким чином. При низьких частотах дислокація рухається у фазі з прикладеною напругою і фактична жорсткість кристалів виявляється меншою, ніж у тих, що не містить дислокацій. З ростом частоти зазначена синхронність в рухах дислокації і збуджуючого зовнішнього поля суттєво порушується і модуль пружності досягає свого істинного значення.

Після отримання спектра дисперсійних кривих  $v(f)$  нами були побудовані відповідні залежності дефекту модуля ( $\Delta C_{11}/C_{11}$ ) від частоти  $f$ , що наведені на рис. 2. Із рис. 2 можна бачити, що експериментальна крива 1 для кристала, продеформованого до 0,65%, має найбільше амплітудне значення дефекту модуля  $\Delta C_{11}/C_{11}$ , яке плавно зменшується при зростанні частоти. Однак, після опромінення цього ж зразка протягом 20–120 хв дослідні криві (2–5), зменшуючись по амплітуді, зміщуються у бік більш високих частот.

Тут, на відміну від рис. 1, масив експериментальних точок було апроксимовано частотним профілем для дефекту модуля, розрахованого в [11] для функції  $(\Delta C_{11}/C_{11})(f)$  в наближенні експоненційного розподілу дислокаційних сегментів за довжинами. Можна бачити, що експериментальні і теоретичні дані цілком задовільно узгоджуються

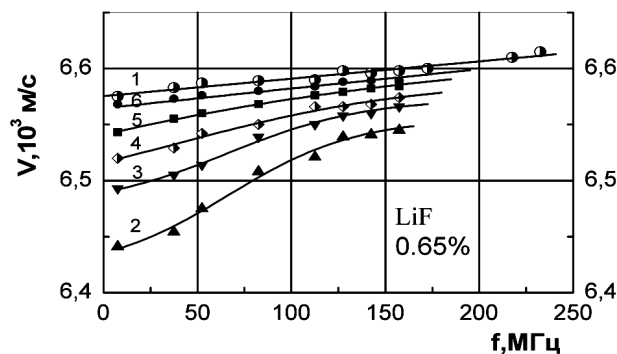


Рис. 1. Залежність швидкості поширення ультразвуку в кристалах LiF від частоти для зразків: 1 – недеформованого, 2 – із залишковою деформацією 0,65%, 3–6 – продеформованого до 0,65% та опроміненого рентгенівськими променями протягом 20, 40, 60, 120 хв відповідно

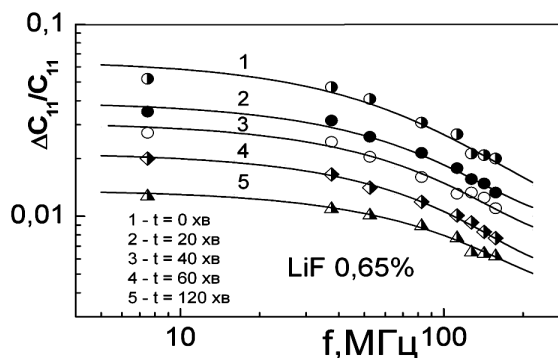


Рис. 2. Частотна залежність дефекту модуля в кристалах LiF: 1 – після деформації 0,65 %, 2–5 – продеформованого до 0,65% та опроміненого рентгенівськими променями протягом 20, 40, 60, 120 хв відповідно. Суцільні лінії – теоретичні криві, узяті з [11]

між собою. Накладання теоретичного профіля на дослідні дані дало можливість встановити його частотне і амплітудне положення, а далі дозволило цілком обґрунтовано визначити безпосередньо з теоретичної кривої значення  $f_0$  і дефекту модуля  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$ , що відповідають точкам перегину кривих на рис. 2, де їх прямулінійний хід починає змінюватися на криволінійний. Саме в цих “реперних” точках екстрапольоване на область низьких частот значення модуля  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$  починає набувати свого максимального значення. Визначені в такий спосіб значення параметрів  $f_0$  і  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$  і дали можливість побудувати рис. 3.

Зауважимо, що розрахунки дефекту модуля проводились в даній роботі з використанням спів-

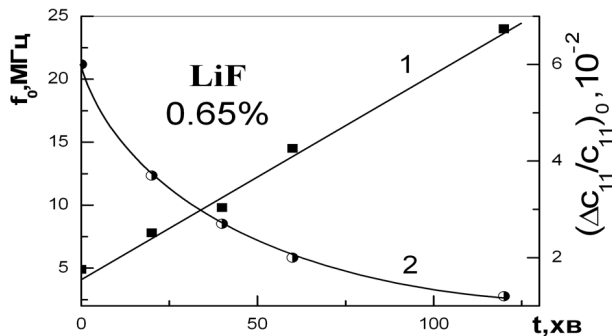


Рис. 3. Залежність частоти  $f_0$  (1) та дефекту модуля  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$  (2) від часу опромінення кристалів LiF

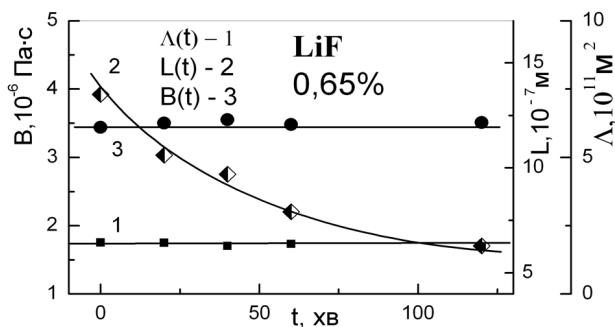


Рис. 4. Залежність густини дислокацій  $\Lambda$  (1), середньої ефективної довжини дислокаційного сегмента  $L$  (2) і коефіцієнта демпфування дислокацій  $B$  (3) від часу опромінення кристалів LiF

відношення  $2\Delta V/V_\infty = \Delta C_{11}/C_{11}$ , де  $\Delta V = V_\infty - V$ . При цьому величина чисто пружної швидкості  $V_\infty = 6,61 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  була виміряна на частоті 217,5 МГц, де кристал, через відсутність дислокаційних ефектів, веде себе як “ідеальний”. З рис. 3 видно, що збільшення дози опромінення приводить, з одного боку, до зменшення дефекту модуля  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$ , а з іншого боку – до зростання частоти  $f_0$ . Слід зазначити, що вимірювання абсолютних значень швидкості УЗ в області частот 7,5–232,5 МГц здійснювалось з точністю 0,05–0,1% [9], а значення дефекту модуля  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$  і частоти визначались по даних (рис. 2) з точністю 5–7% і 15–20% відповідно.

Спираючись на експериментальні результати, наведені на рис. 3, та використовуючи співвідношення теорії [6], що описують низькочастотну гілку дислокаційного резонансу, можна розрахувати коефіцієнт гальмування дислокацій  $B$ , а також ви-

значити основні параметри дислокаційної структури  $\Lambda$  і  $L$  кристала.

Згідно з теорією [6], формула для дефекту модуля, екстрапольованого на область низьких частот, має вигляд

$$\Delta C_{11}/C_{11} = (6\Omega\Delta_0\Lambda L^2)/\pi. \quad (1)$$

Підставляючи в (1) вирази  $\Delta_0 = 8Gb^2/\pi^3C$ ,  $L^2 = (0,084\pi C)/2Bf_0$ , узяті з [6], отримуємо співвідношення для обчислення величини  $\Lambda$  у такому вигляді:

$$\Lambda = \frac{\pi^3 f_0 B_e}{2,016\Omega G b^2} \left( \frac{\Delta C_{11}}{C_{11}} \right)_0, \quad (2)$$

де  $\Omega$  – орієнтаційний фактор,  $G$  – модуль зсуву,  $b$  – модуль вектора Бюргерса,  $(\Delta C_{11}/C_{11})_0$  – значення дефекту модуля, виміряного на частоті  $f_0$ ,  $B_e$  – значення константи демпфування дислокацій.

У результаті проведених за формулою (2) обчислень, в яких використовували значення  $\Omega = 0,311$  та  $Gb^2 = 28,77 \cdot 10^{-10} \text{ Па}\cdot\text{м}^2$  [5, 8], дослідних даних, наведених на рис. 3, а також значення константи демпфування  $B_e = 3,7 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$ , нещодавно отриманою нами в [8] на цих же кристалах, було встановлено графік  $\Lambda(t)$ , наведений на рис. 4 (крива 1).

Спостережувана в досліді незмінність густини дислокацій  $\Lambda$  при зміні дози опромінення є цілком очікуваною, оскільки рівень застосованих в досліді доз є нехтовно малим в порівнянні з таким, що зміг би викликати деформацію кристала [12]. Разом з тим, обчислене за формулою (2) середнє значення величини  $\Lambda = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2}$  викликає певний сумнів, оскільки воно є на порядок більшим за аналогічну величину  $\Lambda_e = 1,74 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ , знайдену прямим методом, шляхом підрахунку ямок протравлювання кристала [13].

Після отримання бази експериментальних даних, стало можливим у рамках теорії [6] розрахувати і інший параметр дислокаційної структури  $L$  за формулою

$$L = \sqrt{\frac{0,084Gb^2}{B_e f_0 (1 - \nu)}}, \quad (3)$$

де  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона. Підставляючи в формулу (3) величину  $\nu = 0,27$  [5, 8], було визначено функціональну залежність  $L(t)$ , наведену на

рис. 4 (крива 2). Як і очікувалось, при поступовому збільшенні дози опромінювання ефективна довжина дислокаційного сегмента  $L$ , внаслідок закріплення його радіаційними дефектами, монотонно зменшується. Однак, якщо звернути увагу на початкове значення величини  $L$ , отримане до опромінення зразка, то воно приблизно в 1,5 раза є більшим, ніж те, що визначене в роботі [8] на основі рівнянь, що описують положення дислокаційного резонансу.

Надалі, розв'язуючи рівняння (2) відносно коефіцієнта демпфування дислокацій  $B$ , отримуємо вираз

$$B = (2,016 \Omega G b^2 \Lambda_e) / (f_0 (\Delta C_{11} / C_{11})_0 \pi^3). \quad (4)$$

Проводячи розрахунки за формулою (4), було встановлено, що коефіцієнт демпфування  $B$  для кристалів LiF, як і в роботі [8], не залежить від часу опромінювання, що наглядно проілюстровано кривою 3 на рис. 4. Однак виявилось, що абсолютне значення константи  $B$  є на порядок меншим, ніж  $B_e$ , визначене методом високочастотного внутрішнього тертя [8], по спадній гілці дислокаційного резонансу. Виявлений хід  $B(t)$  узгоджується з висновками теорії [2] про те, що динамічне гальмування дислокацій в LiF в умовах незмінності температури визначається лише дисипативними процесами у фононній підсистемі кристала.

Із аналізу дослідних даних випливає, що результати щодо виявленої незалежності величин  $B$  і  $\Lambda$  від часу опромінення  $t$ , а також зниження рухливості дислокацій, що проявляється в скороченні  $L$  з ростом дози опромінення є такими, що якісно збігаються з даними, отриманими вищезгаданими загальновідомими методами досліджень.

Однак, якщо говорити про кількісне порівняння визначених у даній роботі величин з тими, що отримані в [8], то спостерігається суттєва їх розбіжність і особливо це стосується абсолютних оцінок величин  $B$  і  $\Lambda$ .

Попередній сумісний аналіз зазначених експериментальних даних дозволяє припустити, що найбільш імовірною причиною значного розходження розрахованих значень  $B$  і  $\Lambda$  з аналогічними даними  $B_e$  і  $\Lambda_e$ , отриманими загальноновизнаними методами є те, що за даних умов експерименту не виконувалось співвідношення  $\omega/\omega_m \ll 1$ , де  $\omega$  і  $\omega_m$  – частоти, що відповідають низькочастотній гілці дис-

локаційного резонансу  $\Delta_d(f)$  і його максимуму відповідно. Як відомо, саме на підставі цієї первісної умови  $\omega/\omega_m \ll 1$  в дислокаційній теорії [6] проводились спрощення при виведенні формул (1)–(3).

З іншого боку, ці дані підтверджують висновок авторів [14] про неможливість опису в рамках теорії [6] дослідних даних у зазначених діапазонах частот за допомогою єдиного механізму поглинання ультразвуку. Результати вимірювань, згідно з [14], можна описати загальним частотним профілем лише у випадку використання для кожної із частотних гілок різних значень  $B$ .

Однак, для більш детального з'ясування меж застосовності теорії [6] необхідно доповнити результати високочастотних вимірювань даними для коефіцієнта поглинання і дефекту модуля, вимірюваних на низьких частотах.

#### 4. Висновки

1. Досліджено вплив малих доз довгохвильового рентгенівського опромінення на дисперсію швидкості ультразвуку  $v(f)$  на кристалах LiF із залишковою деформацією 0,65% в інтервалі частот 7,5–232,5 МГц при  $T = 300$  К. Встановлено, що попередня деформація зразків приводить до виникнення явно вираженої області дисперсії на кривій  $v(f)$ , тоді як для недеформованих зразків зазначена крива має лінійний характер. Явище дисперсії особливо помітно проявляється на низьких частотах, де процеси розсіювання пружної енергії УЗ-хвиль контролюються високою рухливістю довгих дислокаційних петель. В подальшому, при опроміненні цих кристалів (в інтервалі доз 0–800 Р) було виявлено поступове зменшення області дисперсії і її переміщення в область більш високих частот, що пояснюється піннінгом дислокацій дефектами радіаційного походження.

2. На основі отриманих результатів для LiF вперше, методом екстраполяції результатів по  $v(f)$  на область низьких частот було встановлено, що константа демпфування дислокацій  $B$  і густина дислокацій  $\Lambda$  залишаються незмінними зі зростанням часу опромінення  $t$ . Виявлений хід  $B(t)$  підтверджує теоретичні передбачення стосовно того, що динамічне гальмування дислокацій в умовах незмінності температури визначається лише дисипативними процесами у фононній підсистемі кристала.

3. Проводячи аналіз отриманих результатів було виявлено, що абсолютне значення величини  $B$  є в 10 разів меншим, а значення  $\Lambda$  – у стільки ж разів більшим порівняно з аналогічними значеннями величин  $B_e$  і  $\Lambda_e$ , отриманими загальновищеними методами – високочастотного внутрішнього тертя і вибіркового протравлювання поверхні кристала відповідно. Попередній сумісний аналіз зазначених експериментальних даних дозволяє припустити, що їх розходження зумовлене невиконанням умови  $\omega/\omega_m \ll 1$ , де  $\omega$  і  $\omega_m$  – частоти, що відповідають низькочастотній гілці дислокаційного резонансу  $\Delta_d(f)$  і його максимуму відповідно. Саме на підставі цієї первісної умови  $\omega/\omega_m \ll 1$  у вищезгаданій дислокаційній теорії проводились спрощення при виведенні формул (1)–(3).

1. С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев, *Упругость и дислокационная неупругость кристаллов* (Наука, Москва, 1985).
2. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, УФН **115**, 3 (1975).
3. A. Granato, J. De Klerk, and R. Truell, Phys. Rev. **108**, 895 (1957).
4. А.М. Петченко, ФТТ **32**, 3362 (1990).
5. Г.А. Петченко, Вестник ХНУ им. В.Н. Каразина **17**, 83 (2012).
6. А. Гранато, К. Люкке, *Физическая акустика*, под ред. У. Мэзона (Мир, Москва, 1969).
7. А.М. Петченко, А.Ф. Сиренко, В.И. Мозговой, ФТТ **31**, 320 (1989).
8. Г.А. Петченко, Вестник ХНУ им. В.Н. Каразина **16**, 57 (2012).
9. А.М. Петченко, Г.А. Петченко, Вестник ХНУ им. В.Н. Каразина **11**, 78 (2008).
10. Г.О. Петченко, УФЖ **56**, 340 (2011).
11. O.S. Oep, D.K. Holmes, and M.T. Robinson, US AEC Report ORNL-3017, 3 (1960).
12. А.А. Ботаки, А.А. Воробьев, В.Л. Ульянов, *Радиационная физика ионных кристаллов* (Атомиздат, Москва, 1980).
13. А.М. Петченко, Г.А. Петченко, Вестник ХНУ им. В.Н. Каразина **865**, 39 (2009).

14. В. Наундорф, К. Люкке, *Механизмы внутреннего трения в твердых телах* (Наука, Москва, 1976), с. 91.

Одержано 29.12.12

Г.А. Петченко, А.М. Петченко

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТИ УПРУГИХ ВОЛН В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ LiF

## Резюме

Импульсным методом в области частот 7,5–232,5 МГц при  $T = 300$  К исследовано влияние предварительной деформации ( $\varepsilon = 0,65\%$ ) и облучения (в интервале доз 0–800 Р) на ход частотных зависимостей скорости ультразвука в кристаллах LiF. Экстраполируя результаты по дисперсии скорости  $v(f)$  на область низких частот и используя известные теоретические соотношения было установлено, что коэффициент динамической вязкости  $B$  и плотность дислокаций  $\Lambda$  при увеличении дозы облучения остаются неизменными. Вместе с тем обнаружено, что абсолютное значение величины  $B$  является в 10 раз меньшим, а величины  $\Lambda$  – во столько же раз большим тех значений, которые дают наиболее корректные методы – высокочастотного внутреннего трения и прямого подсчета ямок травления соответственно.

Г.О. Петченко, О.М. Петченко

## RESEARCH OF THE ELASTIC WAVE VELOCITY DISPERSION IN X-RAY-IRRADIATED LiF CRYSTALS

## Summary

The influence of a preliminary deformation (the residual strain  $\varepsilon = 0.65\%$ ) and x-ray irradiation to exposure doses of 0–800 R on the frequency dependence of the sound velocity,  $v(f)$ , in LiF crystals in the frequency interval from 7.5 to 232.5 MHz and at room temperature has been studied using the pulsed technique. By extrapolating the results obtained for  $v(f)$  to the low-frequency interval and using the well-known theoretical relations, the coefficient of dynamic viscosity  $B$  and the dislocation density  $\Lambda$  were found to be independent of the irradiation dose. At the same time, the absolute values of  $B$  were found to be lower and the values of  $\Lambda$  higher by an order of magnitude than the corresponding values obtained with the use of the most reliable techniques, such as the methods of high-frequency internal friction and etch pit counting, respectively.