

PACS: 83.50. – v

UDC: 539.3

## Механізми утворення мікропустот (пір) при оптичному пробіі монокристалів KCl

М.А. Волосяк

*Харківський національний автомобільно-дорожній університет, вул. Ярослава Мудрого, 25, 61000, Харків, Україна  
marina\_volosyuk@ukr.net*

ORCID: 0000-0001-6615-3999

DOI: 10.26565/2222-5617-2020-33-01

Експериментально досліджено явище оптичного пробію (руйнування) монокристалів KCl сфокусованим випромінюванням лазера на неодимовому склі з модульованою добротністю, тривалістю імпульсу  $5 \cdot 10^{-8}$  с, довжиною хвилі  $\lambda = 1054$  нм та енергією імпульсу порядку 1 Дж у режимі локального власного поглинання випромінювання лазера монокристалом. Оцінки енергетичних складових процесу локального теплового спалаху, характерного часу тривалості розігрівання локальної області і тривалості релаксаційного процесу та порівняння їх з експериментальними даними показали, що процес релаксації за таких умов протікає у дві стадії: перша – швидка, що супроводжується краудіонним масопереносом за участю ударної хвилі, друга – повільна, за участю і дислокаційного масопереносу. Втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал виявляються на порядки величини менші за потік енергії, що поглинається  $I_{\text{погл}}$ , що і забезпечує швидкий локальний розігрів і утворення плазми. З точки зору механіки суцільного середовища досліджуваний процес, в якому тиск досягає величини, більшої теоретичної міцності матеріалу, за час, менший ніж  $10^{-6}$  с, потрібно розглядати як вибухоподібний або ударний процес. Загальна схема пластичної релаксації, що впливає з наведених оцінок і спостережень, при цьому виглядає наступною. На початку під дією ударної хвилі утворюються краудіони, які виносять речовину з області високого тиску, рухаючись по щільно упакованим рядам атомів (уздовж напрямків типу  $\langle 110 \rangle$  в кристалах KCl), і пора майже повністю формується за час проходження ударною хвилею діаметра зони релаксації. Це час порядку  $\tau_{\text{рел}}$ , тобто порядку  $(10^{-9} \div 10^{-8})$  с. Після падіння температури, тиску та конденсації пари в рідину, тобто наприкінці процесу релаксації, границі пори розсуваються вже під тиском рідкого розплаву і спрацьовує дислокаційний механізм перенесення маси, додатково забезпечуючи деяке збільшення об'єму пори. Цей процес йде і після припинення дії лазерного опромінювання при охолодженні кристалу до кристалізації розплаву в порі і утворення пори (мікропустоти) спостережуваного розміру.

**Ключові слова:** монокристал, лазерне опромінювання, оптичний пробіі, мікропустота (пора).

## Mechanisms of micro-voids formation caused by optical breakdown in KCl single crystals

M.A. Volosyuk

*Kharkiv National Automobile and Highway University, Yaroslava Mudrogo str., 25, 61000, Kharkiv, Ukraine*

The phenomenon of optical breakdown has been studied experimentally for KCl single crystals exposed to laser emission focused on the neodymium glass with modulated quality-factor, pulse duration  $5 \cdot 10^{-8}$  s, wavelength  $\lambda = 1054$  nm, and pulse energy of the order 1 J in the regime of local intrinsic absorption of the laser emission by the single crystal. Evaluations of local heat flash energetic constituents and characteristic durations for both local area heating and relaxation processes and following comparison with experimental results have shown that the relaxation process takes place in two stages: the first is fast phase followed by crowdion mass transfer with shock wave participation, and the second is slow phase with participation also dislocation mass transfer. The energy losses for heat radiation and thermal conductivity are found to be by orders of value less than the absorption energy flux  $I_{\text{abs}}$  that provides fast local heating and plasma formation. From the viewpoint of the mechanics of continua the process under study where the pressure achieves value exceeding the theoretical strength limit for the time less  $10^{-6}$  s, should be considered as explosion-like or shock process. The general scheme of plastic deformation arising from abovementioned estimations and observations is seemed as follows. In the beginning, under action of the shock wave the crowdions are generated which carry the substance from the high pressure area and move along close-packed atomic rows  $\langle 110 \rangle$  type directions in KCl crystals; the void is formed almost completely during the shock wave passing the relaxation zone crosssection. This time is of the order of  $\tau_{\text{rel}}$ , i. e.  $10^{-9} \dots 10^{-8}$  s. After falling temperature and pressure and vapor condensation into liquid, at the end of relaxation process, the void boundaries expand already under liquid melt pressure, and the mass transfer dislocation mechanism comes into action providing additionally some enlarging the void volume. This process

continues also after stopping the laser emission, during the crystal cooling down to the melt crystallization in the void and formation of a pore with size observed.

**Keywords:** single crystal, laser irradiation, optical breakdown, microvoid (pore).

## Механизмы образования микрополостей при оптическом пробое монокристаллов КСІ

М.А. Волосюк

*Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, ул. Ярослава Мудрого, 25, 61000, г. Харьков, Украина*

Экспериментально исследовано явление оптического пробоя монокристаллов КСІ сфокусированным излучением лазера на неодимовом стекле с модулированной добротностью, длительностью импульса  $5 \cdot 10^{-8}$  с, длиной волны  $\lambda = 1054$  нм, энергией импульса порядка 1 Дж в режиме локального собственного поглощения излучения лазера монокристаллом. Оценки энергетических составляющих процесса локальной тепловой вспышки и характерных времен продолжительности разогрева локальной области и длительности релаксационного процесса, и сравнение их с экспериментальными данными показали, что процесс релаксации в таких условиях протекает в две стадии: первая – быстрая, сопровождаемая краудсионным массопереносом с участием ударной волны, и вторая – медленная, с участием и дислокационного массопереноса. Потери энергии на тепловое излучение и теплопроводность оказываются на порядки меньше потока энергии поглощения  $I_{\text{полг}}$ , что обеспечивает быстрый локальный разогрев и образование плазмы. С точки зрения механики сплошных сред исследуемый процесс, при котором давление достигает значения, превышающего теоретический предел прочности, за время менее  $10^{-6}$  с, следует рассматривать как взрывоподобный или ударный. Общая схема пластической деформации, вытекающая из проведенных оценок и наблюдений, выглядит следующим образом. Вначале под действием ударной волны образуются краудсионы, которые выносят вещество из области высокого давления, перемещаясь по плотноупакованным атомным рядам (вдоль направлений типа  $\langle 110 \rangle$  в кристаллах КСІ), и полость почти полностью формируется за время прохождения ударной волной диаметра зоны релаксации. Это время порядка  $\tau_{\text{рел}}$ , т.е.  $10^{-9} \dots 10^{-8}$  с. После падения температуры, давления и конденсации пара в жидкость, т.е. в конце процесса релаксации, границы полости расширяются уже под давлением жидкого расплава, и срабатывает механизм дислокационного переноса массы, дополнительно обеспечивающий некоторое увеличение объема полости. Этот процесс продолжается и после прекращения облучения лазером при охлаждении кристалла до кристаллизации расплава в полости и образования поры наблюдаемого размера.

**Ключевые слова:** монокристалл, лазерное облучение, оптический пробой, микрополость (пора).

### Вступ

При радіаційному впливі елементарними частинками або квантами електромагнітного випромінювання на тверді тіла в них виникають дефекти структури. Як правило, первинні дефекти – це пари Френкеля вакансія-міжвузельний атом. Міжвузельні атоми можуть перебувати просто в міжвузлях, або можуть утворювати гантельні або краудіонні конфігурації, які в процесі взаємодії утворюють і інші, більш складні конфігурації дефектів. Різноманітні радіаційні пошкодження кристалічної решітки сильно впливають на міцність і пластичні властивості матеріалів і тому є предметом постійної уваги [1-4].

Лазерне випромінювання оптичного діапазону, проходячи через прозорі тіла за певних умов – високої щільності потоку випромінювання, наявності поглинаючих неоднорідностей в структурі матеріалу – локально поглинається, що призводить до значного локального розігріву, утворення плазми під високим тиском і локального руйнування кристалу та утворення мікропустот (оптичний пробій) [5-9], що погіршує експлуатаційні властивості функціональних матеріалів [10]. Зазначена проблема комплексна. Для її вирішення необхідно: 1) розкриття механізмів локального поглинання випромінювання і розігріву

кристала; 2) вивчення механізмів і кінетики перенесення речовини з розігрітої області, що призводить до утворення мікропустот.

Механізми локального поглинання випромінювання лазера з найбільш загальних міркувань для особливо чистих матеріалів можуть бути наступними: ударна іонізація атомів решітки електронами, що виникають внаслідок фотоіонізації випромінюванням лазера домішкових атомів, багатотонна іонізація атомів решітки [5], металізація діелектрика з досить вузькою забороненою зоною при високій щільності випромінювання лазера [11] або генерація первинних електронів за допомогою каскадних оже-переходів у валентній зоні лужно-галоїдних (ЛГ) кристалів [12]. При досить високій щільності випромінювання лазера, що досягається, зокрема, фокусуванням випромінювання, може виявитися достатнім і власного поглинання лазерного випромінювання речовиною, можливо на дефектах кристалічної структури, де локальні властивості речовини відрізняються від середніх в об'ємі, маючи знижені бар'єри щодо поглинання квантів випромінювання оптичного діапазону [5]. У реальних твердих тілах поглинаючі сторонні включення, як правило, і є джерелами оптичного пробоя [13, 14].

Перенесення маси, з огляду на спостережувану сильну дислокованість кристалу навколо пір, вважалося, що здійснюється дислокаційним механізмом. Однак послідовне вивчення дислокаційних структур навколо малих (мікронного розміру) пір, що утворюються, показало, що на долю дислокаційного механізму масопереносу доводиться лише близько 5% об'єму пори, що утворилася [15]. Було висловлено припущення, що основним носієм є краудіони, незважаючи на те, що за сучасними уявленнями енергія утворення міжвузлових атомів різного типу досить велика і складає величину порядку декількох електрон-вольт [16]. Енергія краудіонів в міді, наприклад, становить величину порядку 5,5 eV [17].

У зв'язку з цим видається актуальним аналіз процесу перенесення маси в локальній розігрійтій області кристалу з урахуванням динаміки розігріву і руху речовини за умов високої імпульсності процесів з точки зору механіки суцільного середовища.

Метою роботи є вивчення механізмів переносу маси в локально розігрійтій області при утворенні мікропорожнини в результаті оптичного пробою монокристалла КСІ лазерним випромінюванням.

#### Методика експерименту та його результати

В експериментах, що проводилися при кімнатній температурі, використовувалися монокристали КСІ, вирощені методом Кіропулоса з сировини марки ХЧ (хімічно чиста). Для опромінення використовувався імпульсний лазер з модульованою добротністю на неодимовому склі з тривалістю імпульсу  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$  с,  $\lambda = 1054$  нм і енергією в імпульсі близько 1 Дж. Лазер з інфрачервоним випромінюванням і коротким імпульсом обраний для того, щоб зменшити втрати випромінювання на поглинання і розсіювання, в тому числі і на неполірованих поверхнях кристалу, і отримати високу щільність потоку енергії, достатню для оптичного пробою за рахунок власного поглинання кристала в фокальній площині лінзи. Випромінювання лазера фокусувалося лінзою з фокусною відстанню  $F = 10$  см і діаметром робочого отвору лінзи  $2b \approx 1,5$  см. Щільність потоку випромінювання в робочій зоні в фокальній площині визначалася енергією імпульсу і розміром фокальної зони. Згідно [18], фокальна область у фокусі лінзи має витягнуту, в першому наближенні, циліндричну форму, довжиною  $l_{||}$  і радіусом  $l_{\perp}$ , які визначаються співвідношеннями [18]:

$$l_{||} = \lambda (F/b)^2; \quad l_{\perp} = \lambda (F/b), \quad (1)$$

де  $F$  – фокусна відстань лінзи,  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

З огляду на значення вхідних параметрів, для нашого випадку отримаємо:  $l_{||} \approx 130 \cdot 10^{-4}$  м,  $l_{\perp} \approx 10 \cdot 10^{-6}$  м. Об'єм фокальної області:  $V \approx 4 \cdot 10^{-14}$  м<sup>3</sup>.

Для точного розташування кристалу щодо пучка світла при лазерному опроміненні в попередніх дослідах під мікроскопом визначалося точне просторове розташування осі лазерного пучка і положення фокуса шляхом опромінення скла з тонкоплівковим напиленням металевих плівок. В точку, де знаходився геометричний фокус пучка світла, розташовувався кристал і здійснювалося опромінення. Умови опромінення підбиралися такими, щоб отримувати пори порядку мікронного розміру. Основний результат цих дослідів полягав в тому, що порожнини, що утворювалися, завжди розташовувалися практично на осі пучка близько до середини фокальної області (геометричного фокусу). Найчастіше утворювалася одна пора, рідше – дві, і ще рідше – більше двох. На рис. 1 наведено випадок, коли утворилися дві пори, розташовані практично на осі фокальної області.

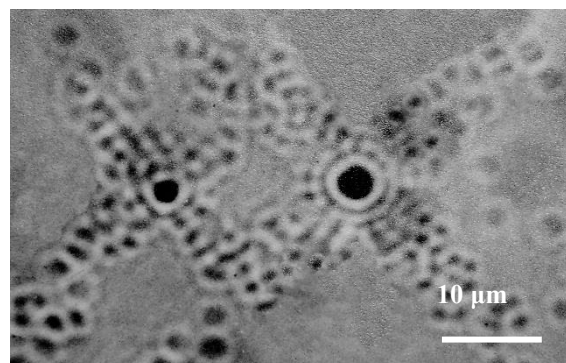


Рис. 1. Дислокаційна структура навколо пір, що утворилися

Виникнення ланцюжка пір, швидше за все, починається з дальньої (по ходу пучка) пори. Нові пори розвиваються назустріч пучку, оскільки кожен раз випромінювання за порою слабшає і дефокусується. Таким чином, в наших дослідах оптичний пробій кожен раз відбувається поблизу центру фокальної області лінзи, на її осі. Це не випадково, тому що детальний аналіз розподілу інтенсивності світлового поля в фокусі лінзи показує, що поле в околі фокусу є складним [19]. У меридиальній площині уздовж оптичної осі інтенсивність характеризується функцією  $[(1/x) \cdot \sin x]^2$ . У фокусі є головний максимум і ряд додаткових максимумів меншої інтенсивності на осі лінзи, інтенсивність яких зменшується з віддаленням від фокуса (симетрично – за і перед фокусом) [19]. У

нашому випадку відстань до бічних максимумів порядку  $\pm 150$  мкм. При цьому друга пара з'явилася на відстані всього 19 мкм (рис. 1), тобто в межах головного максимуму. Та обставина, що порожнини переважно утворюються в області максимальної інтенсивності світла, дозволяє припустити, що роль власного поглинання (в тому числі нелінійного, пов'язаного з високою щільністю потоку випромінювання та багатофотонним поглинанням [14]), є домінуючою.

На користь такого висновку свідчить наступне. Методом світлорозсіювання, як в [120], визначена концентрація  $N$  частинок неоднорідностей в досліджуваних кристалах та їх розмір  $d$ , які виявилися рівними:  $N \leq 10^{14} \text{ м}^{-3}$ ,  $d \leq 10^{-6} \text{ м}$ . Оскільки об'єм фокальної області становить  $V \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3$ , то в ньому, ймовірно, може перебувати кілька іншорідних частинок ( $\approx 4$  шт.). Очевидно, ймовірність випадкового знаходження хоча б однієї частинки в центрі фокальної області значно менше одиниці, в той же час оптичний пробій завжди спостерігався нами саме поблизу центру фокальної області. Необхідно врахувати ще й те, що серед виявлених світлорозсіюванням неоднорідностей в досить чистих лужногалоїдних монокристалах домінуючими є мікропори [21, 22], що не поглинають світла.

#### Аналіз динаміки локального розігріву кристалу і утворення плазми. Обговорення результатів

Для побудови моделі, яка найкращим чином відображає динаміку розвитку руйнування в монокристалі, необхідно оцінити характерні часи його протікання і енергетичні складові.

Оцінімо час розігріву області кристала, де утворюється плазма з температурою  $T_{\text{плаз}} \approx 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ . Температура плазми нами прийнята, керуючись даними [10] і багатьма іншими роботами, де вона визначалася на основі спектроскопічних досліджень.

Середнє значення щільності потоку лазерного випромінювання  $J$  в фокальній площині лінзи в імпульсі визначається співвідношенням:

$$J = E_{\text{імп}} / \tau \cdot \pi (\Delta)^2, \quad (2)$$

де  $E_{\text{імп}}$  – енергія імпульсу ( $E_{\text{імп}} \approx 1 \text{ Дж}$ ),  $\tau$  – тривалість імпульсу ( $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ),  $\Delta$  – середнє значення радіуса фокальної зони, що визначається (1). Після підстановки значень вхідних величин отримуємо:  $J \approx 6,37 \cdot 10^{16} \text{ Вт/м}^2$ .

Для конкретизації подальших оцінок необхідно прийняти форму і розміри деякої первинної області поглинання. В роботі [23] проводилася кінзійомка ходу руйнування, і в перших кадрах фільму

спостерігалася зона оптичного контрасту розміром порядку  $(70 \div 100) \text{ нм}$ , що ідентифікується як порожнина, зайнята плазмою. З огляду на ідентичність наших експериментальних умов, ми для оцінок приймаємо початкову область поглинання (зародок плазми) у вигляді куба з ребром 100 нм. Потік енергії  $I_{\text{погл}}$ , який поглинається таким зародком, дорівнює:

$$I_{\text{погл}} = J \cdot S \cdot k, \quad (3)$$

де  $S$  – площа, що опромінюється,  $k$  – коефіцієнт поглинання, який нам точно не відомий, але відомо, що інфрачервоне випромінювання практично повністю поглинається шаром плазми мікронного розміру [23]. В [24] показано, що речовина, яка світиться, є непрозорою, тому далі прийемо  $k = 1$ . Вважаючи для простоти, що випромінювання входить в кубічний зародок через одну грань куба площею  $S = 10^{-14} \text{ м}^2$ , отримаємо:  $I_{\text{погл}} = 6,37 \cdot 10^2 \text{ Вт}$ .

Оцінімо втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал. Щільність потоку теплового випромінювання  $J_{\text{випр}}$  визначається формулою:

$$J_{\text{випр}} = \sigma T^4, \quad (4)$$

де  $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$  – стала Стефана-Больцмана,  $T$  – температура плазми. Підставляючи в (4)  $\sigma$  і  $T = 5500 \text{ К}$ , отримаємо:  $J_{\text{випр}} \approx 5,2 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$ . Потік втрат енергії на теплове випромінювання  $I_{\text{випр}}$  визначається формулою:

$$I_{\text{випр}} = J_{\text{випр}} \cdot 6S, \quad (5)$$

Підставляючи значення вхідних величин, отримуємо:  $I_{\text{випр}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}$ .

Щільність потоку втрат на теплопровідність  $J_{\text{тепл}}$  в навколишній кристал оцінімо, записавши рівняння для щільності потоку ( $J_{\text{тепл}}$ ) у вигляді:

$$J_{\text{тепл}} = -\lambda \text{ grad } T = -a^2 \rho_{\text{cv}} \text{ grad } T, \quad (6)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності,  $a^2$  – коефіцієнт температуропровідності,  $\rho$  – щільність кристалу KCl,  $c_v$  – питома теплоємність кристалу KCl. Градієнт температури на границі плазма-кристал оцінімо, припускаючи, що максимальна температура  $T_{\text{макс}} = 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$  падає до кімнатної на відстані близько прийнятого розміру плазмової хмари  $l_{\text{плаз}} \approx 10^{-7} \text{ м}$ , тому:

$$\text{grad } T \approx T_{\text{макс}} / l_{\text{плаз}}, \quad (7)$$



враховуючи, що  $a^2 = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $c_v \approx 580 \text{ Дж}/\text{кг} \cdot \text{К}$ , отримуємо:  $J_{\text{тепл}} \approx 4,7 \cdot 10^{11} \text{ Вт}/\text{м}^2$ . Потік втрат теплової енергії від плазмової хмари в кристал дорівнює:  $I_{\text{тепл}} = J_{\text{тепл}} \cdot 6S \approx 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}$ . Таким чином, втрати енергії на теплове випромінювання і теплопровідність в кристал виявляються на порядки величини менші за потік енергії, що поглинається  $I_{\text{погл}}$ , що і забезпечує швидкий локальний розігрів і утворення плазми.

Для оцінки часу утворення плазми з температурою  $5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$  оцінимо величину енергії, необхідної для її утворення  $E_{\text{роз}}$ , нехтуючи втратами. Не враховуючи, в нульовому наближенні, залежності теплоємності від агрегатного стану і температури об'єму, що нагрівається, можна записати:

$$E_{\text{роз}} = m[c_v(T_{\text{плаз}} - T_{\text{к}}) + (\Delta H_{\text{плав}} + \Delta H_{\text{вип}})]. \quad (8)$$

Приймаючи температури плавлення і випаровування кристалу рівними відповідно:  $T_{\text{плав}} = 1045 \text{ К}$  і  $T_{\text{вип}} = 1686 \text{ К}$ , температуру плазми:  $T_{\text{плаз}} = 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ , теплоти плавлення і випаровування відповідно:  $\Delta H_{\text{плав}} = 3,43 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{кг}$  і  $\Delta H_{\text{вип}} = 21,7 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{кг}$ , для плазмової хмари розміром  $\approx 10^{-7} \text{ м}$  отримаємо оцінку:  $E_{\text{роз}} = 10^{-11} \text{ Дж}$ . Враховуючи величину потоку поглинання ( $I_{\text{погл}} = 6,37 \cdot 10^2 \text{ Вт}$ ) і отримане значення енергії  $E_{\text{роз}}$ , оцінимо час розігріву  $\tau_{\text{роз}}$ , який, по суті, і визначає динаміку ходу всього процесу релаксації та складає:  $\tau_{\text{роз}} = E_{\text{роз}}/I_{\text{погл}} \approx 1,57 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ . Ця оцінка може виявитися помітно заниженою унаслідок неточного знання коефіцієнта поглинання ( $k$ ) і зростання з часом розміру поглинаючої області.

Кінцевий розмір плазмової хмари виявляється того ж порядку [15, 23, 24], що і розмір пори, що утворюється, тому, якщо припустити її форму так саме кубічною, але з ребром порядку  $10^{-6} \text{ м}$ , то розмір розігріваної області збільшується на три порядки, а потік поглинання збільшується лише на два порядки, що, в свою чергу, призведе до зростання на порядок часу розігріву:  $\tau_{\text{роз}} \approx 1,57 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ .

Таким чином, час утворення і розігріву плазми на порядки величини менше тривалості лазерного імпульсу, яка дорівнює  $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ , причому зміна величини плазмової хмари практично не змінює співвідношення між потоком поглинання і потоком втрат енергії і, отже, практично не впливає на час розігріву плазми.

Тиск в області енерговиділення при досягненні  $T = T_{\text{плаз}}$  можна оцінити співвідношенням:  $P_{\text{max}} \approx K(\delta V/V)$  (вважаємо, що область, яка нагрівається, залишається компактним утворенням), де  $K$  – модуль об'ємного стиснення,  $\delta V/V \approx 3\alpha\Delta T$  – відносна зміна об'єму, пов'язана з нагріванням.

Враховуючи що  $K = 1,74 \cdot 10^{10} \text{ Н}/\text{м}^2$ ,  $\alpha = 48 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ ,  $\Delta T \approx 5200 \text{ К}$ , отримаємо:  $P_{\text{max}} \approx 1,3 \cdot 10^{10} \text{ Н}/\text{м}^2$ . З точки зору механіки суцільного середовища досліджуваний процес, в якому тиск досягає величини, більшої теоретичної міцності матеріалу, за час, менший ніж  $10^{-6} \text{ с}$ , потрібно розглядати як вибухоподібний [25] або ударний процес [26].

З експерименту (рис. 1) випливає, що речовина з «області вибуху» викидається на відстань близько 10 розмірів утвореної пори, тобто, в нашому випадку, на відстань близько  $10^{-5} \text{ м}$  за напрямками легкого ковзання. Процес перенесення маси слідує за процесом розігріву, в якійсь мірі перебиваючись з ним, тому час основного перенесення маси корелює з часом розігріву  $\tau_{\text{роз}} \approx 10^{-13} \text{ с}$ , залишаючись завжди більшим за нього, в той же час не більше або порядку тривалості лазерного імпульсу  $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Дійсно, варіювання тривалості імпульсу від  $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  до  $10^{-8} \text{ с}$  ніяк не відбивається на картині руйнування [15]. В [23] було показано, що порожнина виявляється практично сформованою за десятки наносекунд.

Мінімальний час пластичної релаксації  $\tau_{\text{рел}}$  за рахунок деформації дислокаційним механізмом, як найбільш швидким, можна отримати, якщо припустити, що дислокації переміщуються з гранично високою швидкістю, близькою до швидкості звуку. В алюмінії, наприклад, при гранично високих навантаженнях [27] спостерігалися швидкості дислокацій порядку  $0,8 v_{\text{зв}}$ . У нашому випадку розмір області руйнування порядку  $10^{-5} \text{ м}$ , тому час релаксації:  $\tau_{\text{рел}} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , тобто дислокаційний механізм, в принципі, можливий, але реально – в експерименті – на початковій стадії він не спостерігається. На рис. 1 ми спостерігаємо дислокаційні петлі діаметром більшим, ніж діаметр порожнини. Це говорить про те, що дислокації з'явилися набагато пізніше, можливо – перед кристалізацією розплаву, що залишився в порожнині на її стінках [15], і загальний внесок дислокацій в утворення пори, як зазначалося, дуже малий.

З огляду на спостережувану динаміку розігріву, подібну вибуху, можна вважати, що в такому процесі виникає ударна хвиля, яка може переміщатися з надзвуковою швидкістю. В [28] показано, що краудіони за певних умов можуть рухатися зі швидкістю, більшою за швидкість звуку. В [29] методами чисельного моделювання на ЕОМ було встановлено, що для 2D-моделі нікелю, наприклад, вікно швидкостей руху краудіонів лежить в діапазоні  $(12,3 \div 14,0) \cdot 10^3 \text{ м}/\text{с}$ . Ці два фактори – наявність ударної хвилі і висока швидкість краудіонів – і можуть забезпечити необхідну високу швидкість

масоперенесення на початковій стадії процесу, за час проходження ударною хвилею області релаксації.

Загальна схема пластичної релаксації, що впливає з наведених оцінок і спостережень, при цьому виглядає наступною. На початку під дією ударної хвилі утворюються краудіони, які виносять речовину з області високого тиску, рухаючись по щільно упакованим рядам атомів (уздовж напрямків типу  $\langle 110 \rangle$  в кристалах KCl), і порожнина майже повністю формується за час проходження ударною хвилею діаметра зони релаксації. Це час порядку  $\tau_{\text{рел}}$ , тобто порядку  $(10^{-9} \div 10^{-8})$  с. Після падіння температури, тиску та конденсації пари в рідину, тобто наприкінці процесу релаксації, границі порожнини розсуваються вже під тиском рідкого розплаву і спрацьовує дислокаційний механізм перенесення маси, додатково забезпечуючи деяке збільшення об'єму порожнини. Цей процес йде і після припинення дії лазерного опромінювання при охолодженні кристалу до кристалізації розплаву в порожнині і утворення пори спостережуваного розміру.

В [23] наведені дані мікрофільмування зростання порожнини при опроміненні кристалу короткими лазерними імпульсами тривалістю 80 нс. Отримані в [23] дані ми представили на графіку рис. 2 в лінійному масштабі з осями  $d/d_0$  і  $t$  ( $d$  – діаметр картини оптичного контрасту, який розглядається в [23] як границя порожнини,  $d_0$  – кінцевий діаметр пори, що утворилася). При такому поданні результатів [23], що відносяться до стадії зростання порожнини, дійсно, як і передбачалося, спостерігається дві характерних ділянки. Якщо екстраполювати початкову ділянку швидкого зростання порожнини (приблизно від 80 нс до 200 нс) і другу ділянку – повільного зростання (від 300 нс до 10 мкс) прямими лініями, то можна побачити, що швидкість росту порожнини на другій стадії в порівнянні з першою зменшується приблизно на чотири порядки величини (від  $10^2$  м/с до  $10^{-2}$  м/с). Причому на першій стадії пора швидко dorостає практично до кінцевого її розміру, що і спостерігається наприкінці досліду (рис. 1).

Можна припустити, що подальше різке уповільнення швидкості росту порожнини пов'язано з різким зменшенням активності краудіонного механізму в зв'язку зі збільшенням обсягу порожнини і падінням тиску в ній, а також припиненням підігріву плазми лазерним імпульсом. Саме на цій стадії підключається дислокаційний механізм. Це впливає з того, що спостережувані на рис. 1 дислокаційні петлі мають розмір більший спостережуваного кінцевого розміру пори  $d_0$ . Їх розмір відповідає розміру порожнини на другій (повільній) ділянці її зростання (рис. 2).

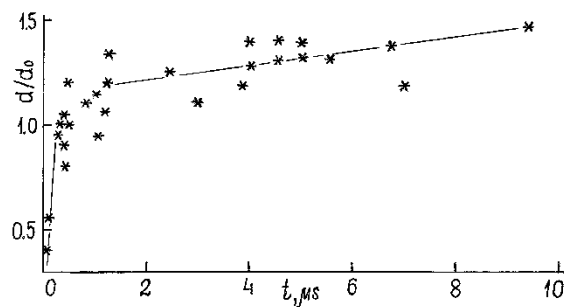


Рис. 2. Кінетика росту поперечного розміру порожнини на стадії до 10 мкс (тривалість лазерного імпульсу 80 нс,  $d$  – розмір пори в момент часу  $t$ ,  $d_0$  – кінцевий розмір пори)

Представляє інтерес оцінка енергії, витраченої на утворення порожнини на стадії роботи краудіонного механізму. Її можна оцінити, за порядком величини, як енергію утворення краудіонів в необхідній кількості (враховуючи високу рухливість краудіонів), тобто  $E_{\text{кр}} = (V_{\text{пор}}/\omega) \cdot \varepsilon_f$ , де  $V_{\text{пор}}$  – об'єм порожнини,  $\omega$  – атомний об'єм,  $\varepsilon_f$  – енергія утворення одного краудіону. Підставивши значення вхідних величин, отримуємо:  $E_{\text{кр}} \approx 5 \cdot 10^{-8}$  Дж. Якщо вважати, що повна енергія утворення порожнини, яку можна оцінити зі співвідношення:  $E_{\text{повн}} = P_{\text{max}} \cdot V \approx 8 \cdot 10^{-8}$  Дж, то отримане значення  $E_{\text{кр}}$  представляється розумним і логічно узгоджується з  $E_{\text{повн}}$  і тому можна зробити висновок, що запропонована теорія правильна і підтверджена дослідом.

Зроблені спостереження і висновки логічно узгоджуються з оцінками динаміки процесів і з розвиваємою нами схемою дії механізмів утворення пори при оптичному пробої.

### Висновки

Проведено експерименти, в яких створені умови для надійної реалізації оптичного пробою в монокристалі KCl за рахунок локального власного поглинання. Виконано оцінки енергетичних складових і характерних часів протікання процесу на різних стадіях. Грунтуючись на оцінках та картині пробою, показано, що єдиним реальним механізмом виносу речовини з області енерговиділення на початковій швидкій стадії процесу може бути механізм народження і переміщення краудіонів з великою, навіть з надзвуковою швидкістю, можливо – за участю ударної хвилі.

Дислокаційний механізм підключається практично в кінці процесу, вносячи малий внесок. Пора зростає під тиском розплаву, випускаючи призматичні дислокаційні петлі розміру більшого, ніж розмір порожнини, що залишається після кристалізації розплаву.

## References

1. V.N. Voevodin, I.M. Neklyudov. *Evolution of the structural-phase state and radiation resistance of structural materials*. (Naukova Dumka, Kyiv, 2006), 376 p. [in Russian]
2. V.V. Slezov, A.V. Subbotin, O.A. Osmaev. *Physics of the Solid State*, **47**, 3, 463 (2005). [in Russian]
3. V.P. Veiko, M.N. Libenson, G.G. Chervyakov, E.B. Yakovlev. *Interaction of laser radiation with matter. Power optics*. (FIZMATLIT, Moscow, 2008), 312 p. [in Russian]
4. N.V. Kamyshanchenko, V.V. Krasilnikov, I.M. Neklyudov, A.A. Parkhomenko. *Physics of the Solid State*, **40**, 9, 1631 (1998). [in Russian]
5. L.M. Belyaev, A.N. Golovastikov, V.V. Nabatov. *Physics of the Solid State*, **10**, 12, 3733 (1968). [in Russian]
6. M.A. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **92**, 4, 55 (2014).
7. Q. Dong, Z. Yao, P. Saidi, M.R. Daymond. *Journal of Nuclear Materials*, **511**, 1, 43 (2018).
8. R.A. Andrievsky. *Physics-Uspekhi*, **57**, 10, 1017 (2014). [in Russian]
9. V.G. Kononenko, M.A. Volosyuk, A.V. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **5**, 15 (2015).
10. V.E. Rogalin. *Laser-optical systems and technologies*. (FSUE "NPO Astrofizika", Moscow, 2009), p. 70-77. [in Russian]
11. S.V. Karpenko, A.Kh. Kyarov, A.I. Temrokov, D.L. Vinokursky. *Crystallography*, **47**, 2, 326 (2002). [in Russian]
12. V.D. Kulikov, *Technical Physics Journal*, **79**, 1, 60 (2009). [in Russian]
13. V.G. Kononenko, A.K. Emets. *Ukrainian Journal of Physics*, **22**, 8, 1378 (1977). [in Russian]
14. A.V. Gorbunov, N.V. Klassen, M.Yu. Maksimuk. *Technical Physics Journal*, **62**, 12, 39 (1992). [in Russian]
15. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 3, 289 (2012).
16. *Physical encyclopedia: vol. 3 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 672 p. [in Russian]
17. V.D. Natsik, S.N. Smirnov, E.I. Nazarenko. *Low Temperature Physics*, **27**, 11, 1295 (2001). [in Russian]
18. Yu.A. Kravtsov, Yu.I. Orlov. *Physics-Uspekhi*, **132**, 11, 475 (1980). [in Russian]
19. M. Born, E. Wolf. *Fundamentals of optics*. (Nauka, Moscow, 1973), 720 p. [in Russian]
20. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 4, 464 (2012).
21. B.I. Smirnov. *Physics of the Solid State*, **33**, 9, 2513 (1991). [in Russian]
22. V.I. Betekhtin, A.G. Kadomtsev. *Physics of the Solid State*, **47**, 5, 801 (2005). [in Russian]
23. A.V. Gorbunov, M. Yu. Maksimuk. *Physics of the Solid State*, **36**, 5, 1416 (1994). [in Russian]
24. A.V. Gorbunov, M. Yu. Maksimuk. *Physics of the Solid State*, **36**, 5, 1429 (1994). [in Russian]
25. *Physical encyclopedia: vol. 1 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 704 p. [in Russian]
26. *Physical encyclopedia: vol. 5 [in 5 volumes]*. Ch. edit. A.M. Prokhorov. (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1992), 760 p. [in Russian]
27. V.S. Krasnikov, A. Yu. Kuksin, A.E. Mayer, A.V. Yanilkin. *Physics of the Solid State*, **52**, 7, 1295 (2010). [in Russian]
28. A.M. Kosevich, A.S. Kovalev. *The theory of dynamic crowdion in a three-dimensional strongly anisotropic elastic medium: in collection of articles. Dislocation dynamics*. (Naukova Dumka, Kyiv, 1975), p. 275 [in Russian]
29. A.M. Iskandarov, N.N. Medvedev, P.V. Zakharov, S.V. Dmitriev. *Computational Materials Science*, **47**, 429 (2009).

## Literature

1. В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов. *Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов*. (Наукова думка, Київ, 2006), 376 с.
2. В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. *ФТТ*, **47**, 3, 463 (2005).
3. В.П. Вейко, М.Н. Либенсон, Г.Г. Червяков, Е.Б. Яковлев. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика*. (ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2008), 312 с.
4. Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко. *ФТТ*, **40**, 9, 1631 (1998)).
5. Л.М. Беляев, А.Н. Головастиков, В.В. Набатов. *ФТТ*, **10**, 12, 3733 (1968)).
6. М.А. Волосюк. *Problems of Atomic Science And Technology*, **92**, 4, 55 (2014).
7. Q. Dong, Z. Yao, P. Saidi, M.R. Daymond. *Journal of Nuclear Materials*, **511**, 1, 43 (2018).
8. Р.А. Андриевский. *УФН*, **57**, 10, 1017 (2014).
9. V.G. Kononenko, M.A. Volosyuk, A.V. Volosyuk. *Problems of Atomic Science And Technology*, **5**, 15 (2015).
10. В.Е. Рогалин. *Лазерно-оптические системы и технологии*. (ФГУП «НПО Астрофизика», Москва, 2009), с. 70-77.
11. С.В. Карпенко, А.Х. Кяров, А.И. Темроков, Д.Л. Винокурский. *Кристаллография*, **47**, 2, 326 (2002).
12. В.Д. Куликов. *ЖТФ*, **79**, 1, 60 (2009).
13. В.Г. Кононенко, А.К. Емец. *УФЖ*, **22**, 8, 1378 (1977).
14. А.В. Горбунов, Н.В. Классен, М.Ю. Максимук. *ЖТФ*, **62**, 12, 39 (1992).
15. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 3, 289 (2012).
16. *Физическая энциклопедия: т. 3 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 672 с.
17. В.Д. Нацик, С.Н. Смирнов, Е.И. Назаренко. *ФНТ*, **27**, 11, 1295 (2001).
18. Ю.А. Кравцов, Ю.И. Орлов. *УФН*, **132**, 11, 475 (1980).
19. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. (Наука, Москва, 1973), 720 с.
20. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. *Functional Materials*, **19**, 4, 464 (2012).
21. Б.И. Смирнов. *ФТТ*, **33**, 9, 2513 (1991).
22. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев. *ФТТ*, **47**, 5, 801 (2005).
23. А.В. Горбунов, М.Ю. Максимук. *ФТТ*, **36**, 5, 1416 (1994).
24. А.В. Горбунов, М.Ю. Максимук. *ФТТ*, **36**, 5, 1429 (1994).
25. *Физическая энциклопедия: т. 1 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 704 с.
26. *Физическая энциклопедия: т. 5 [в 5 т.]*. Гл. ред. А.М. Прохоров. (Большая Российская энциклопедия, Москва, 1992), 760 с.
27. В.С. Красников, А.Ю. Куksин, А.Е. Майер, А.В. Янилкин. *ФТТ*, **52**, 7, 1295 (2010).
28. А.М. Косевич, А.С. Ковалев. *Теория динамического краудiona в трехмерной сильно анизотропной упругой среде: в сб. Динамика дислокаций*. (Наукова думка, Київ, 1975), с. 275.
29. А.М. Iskandarov, N.N. Medvedev, P.V. Zakharov, S.V. Dmitriev. *Computational Materials Science*, **47**, 429 (2009).