

О.Л. Капітанчук, В.І. Тесленко

Моделювання бімодальної поведінки самовідновлювальних оптично прозорих систем, схильних до крихкого руйнування

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова, Національна Академія Наук України, Київ 03680, Україна, e-mail: alkapt@bitp.kiev.ua; vtes@bitp.kiev.ua

Проблема моделювання бімодальної поведінки прозорих матеріалів, що можуть бути представленими у вигляді деяких самовідновлювальних оптичних систем, схильних до крихкого руйнування, розглядається кількісно з використанням точного розв'язку для заселеності перехідного стану тристадійного абсорбуючого ланцюга Маркова. Показано, що зсимульовані густини розподілів максимальних ймовірностей руйнування можуть добре описувати експериментальні данні з біаксіального розтягнення керамік OFG, CVD-ZnSe і сапфіру в а-площині. Зроблено висновок, що конкурентна перевага цих матеріалів росте пропорційно ширині їх розподілів.

Ключові слова: оптично прозорі системи, крихкість, схильність до руйнування, конкурентна перевага.

Стаття поступила до редакції 15.07.2019; прийнята до друку 15.09.2019.

Вступ

Природні та штучні системи, від живих організмів і систем навколишньої природи до твердотільних оптоелектронних матеріалів та інженерних композитів, є схильними до руйнування. Різні типи процесів руйнування умовно розподіляються за двома групами. Перша група складає випадок сталих руйнувань, які викликаються ззовні системи й тому можуть бути визначеними і потім виправленими. У цьому випадку залежність функції густини стаціонарної ймовірності руйнування від зовнішнього напруження, прикладеного до системи, може бути добре описаною розподілом Вейбулла [1]. Але у другій групі руйнування не вважаються сталими. Навпаки, для цієї групи є властивими внутрішні нестаціонарні руйнування, які самочинно виникають та зникають у системі без зовнішніх причин. У цьому випадку описування часової поведінки руйнування системи потребує нестаціонарних підходів, що ґрунтуються, наприклад, на транспортних рівняннях балансу [2] та дискретних абсорбуючих ланцюгах Маркова [3, 4] або стохастичних марковських процесах прийняття рішень [5]. Перевага нестаціонарних підходів полягає в тому, що вони дають можливість вести коректний опис станів із багатьма дефектами при розгляді їх за допомогою чисел заповнення, підпорядкованих

представленню малих клітин у просторі станів поодинокого руйнування системи, із подальшим розглядом динаміки заселеностей тільки цих станів у таких клітинах. Однак, завдяки їх значній загальності, тим підходам бракує спрощених аналітичних виразів для залежності від напруження функції густини ймовірності руйнування у випадку перехідного стану подібно до звичних виразів для дво- і трипараметричних функцій ймовірності розподілу Вейбулла у стаціонарному випадку, а також п'ятипараметричної комбінації двох незалежних стаціонарних розподілів Вейбулла. Проте, нещодавно нам вдалося знайти розв'язок проблеми тристадійного абсорбуючого ланцюга Маркова в явному вигляді [6]. Тому у цій роботі ми використовуємо отриманий в [6] п'ятипараметричний вираз заселеності перехідного стану для опису залежності від розтяжного напруження, зумовлюючого крихке руйнування, експериментальних функцій густини ймовірності руйнування для трьох оптичних матеріалів, а саме OFG, CVD-ZnSe і сапфіру, які є прозорими в ІЧ-діапазоні спектра. Більш того ми отримуємо можливість розглядати ці матеріали як системи, устатковані самовідновлювальними властивостями, які вже сьогодні стали реаліями та набули успішного застосування у низці галузей від повітряного простору до цивільної інженерії (напр. [7, 8] і посилення звідти). У системах такого роду дефекти

розглядаються як постійно виникаючі. Та дефекти, які вже виникли, вважаються настільки малими, що вони не досягають масштабів катастрофічно великих дефектів, результатом яких було б руйнування системи, проте зникають майже автономно, повертаючи систему до її нормально функціонуючого стану.

У наступному розділі роботи ми представляємо модель самовідновлювальної системи, яка має єдиний перехідний стан, схильний бути руйнівним для системи, та три інші стани – початковий, перехідний і абсорбуючий, які вважаються толерантними по відношенню до руйнування системи. В однодефектному наближенні ця модель відповідає тристадійному абсорбуючому ланцюгу Маркова, розв'язок для залежних від часу заселеностей станів у котрому було отримано в [6]. Отже, використовуючи просту експоненціальну модель для залежності зміщення від напруження за крихкого руйнування ми набуваємо можливості знайти функцію густини ймовірності руйнування у формі явної залежності від розтяжного напруження. У розділі 3 ця залежність порівнюється з експериментальними даними з біаксiального розтягнення керамік OFG, CVD-ZnSe і сапфіру. Нарешті, в розділі 4 отримані результати обговорюються та підсумовуються.

I. Теоретична модель

У проблемі кількісної оцінки матеріальних систем, схильних до руйнування, більшість підходів до ймовірного передбачення руйнування зазвичай ґрунтується на припущенні, що домінуючий дефект (або згідливо малий набір тотожних невзаємодіючих дефектів значущого типу) може бути визначеним перед аналізом. Також припускається, що при врахуванні можливості виникнення різних дефектів у всіх числах заповнення, прийнятним є наближення середнього поля, в якому дійсне оточення дефекту замінюється на локально усереднену кількість сусідніх дефектів у спосіб, коли тільки значимий поодинокий дефект здатен впливати на одну низку вимірювань. Звідси випливає, що багатодфектний стан матеріальної системи може бути визначеним у термінах чисел заповнення (заселеностей станів), асоційованих з малими елементарними клітинами у просторі станів поодиноких дефектів. Однак, безпосереднє застосування звичайних підходів статистичної механіки до спрощеного аналізу динаміки таких систем є можливим тільки в рівноважному випадку стаціонарних станів або в квазірівноважному випадку станів, близьких до стаціонарних. Тому більш загальний випадок аналізу далеких від рівноваги перехідних систем вимагає нестаціонарних підходів. Один з таких підходів ґрунтується, наприклад, на концепції лінійного багатостадійного абсорбуючого ланцюга Маркова [4, 5]. В цій концепції різні стани ланцюга в однодефектному наближенні можуть прямо

асоціюватися зі станами матеріальної системи, окупованої дефектом. Таким чином, визначаючи для абсорбуючого ланцюга Маркова кількість його станів, а також ймовірності переходу між ними (постійні швидкостей переходу), і маючи початкові умови, ми вирішуємо проблему опису ланцюга Маркова відносно поведінки нестаціонарних нерівноважних заселеностей його станів, з можливістю їх використання для оцінки поведінки системи при руйнуванні. Але, щоб це зробити, доцільно мати у розпорядженні явні вирази для заселеностей. Відповідно до [6] таке можливо тільки для лінійного абсорбуючого ланцюга Маркова із кількістю стадій не більше 3, випадок якого зображується у наступному вигляді

$$|3\rangle \begin{array}{c} \xrightarrow{u} \\ \xleftarrow{v} \end{array} |2\rangle \begin{array}{c} \xrightarrow{a} \\ \xleftarrow{b} \end{array} |1\rangle \xrightarrow{k} |0\rangle \quad (1)$$

Тут $|3\rangle$ є початковим станом, толерантним до руйнування, $|2\rangle$ є перехідним станом, схильним до руйнування, $|1\rangle$ є проміжним станом, толерантним до руйнування, $|0\rangle$ є абсорбуючим станом, толерантним до руйнування, та u, v, a, b, k – відповідні постійні швидкостей переходів між станами (показані стрілками). Підкреслимо, що всі постійні швидкостей є лінійно незалежними. Тому вони можуть розглядатись як повний вичерпний п'ятипараметричний набір можливих компонент системи (1). Це означає, що їх величини є вільними і можуть братися з інтервалів $[0, \infty)$ у деяких довільних безрозмірних одиницях.

Еволюція у часі ланцюга Маркова (1) описується системою кінетичних рівнянь

$$\begin{cases} \dot{p}_0(t) = kp_1(t); \\ \dot{p}_1(t) = -(b+k)p_1(t) + ap_2(t); \\ \dot{p}_2(t) = bp_1(t) - (v+a)p_2(t) + up_3(t); \\ \dot{p}_3(t) = vp_2(t) - up_3(t); \end{cases} \quad (2)$$

для заселеностей $p_i(t)$ різних станів $|i=0,1,2,3\rangle$ за умови, що стан $|2\rangle$ відповідає за руйнування системи. При найпростіших початкових умовах

$$p_3(0) = 1; p_2(0) = p_1(0) = p_0(0) = 0; \quad (3)$$

типових для неруйнуючого біаксiального розтягнення прозорих матеріалів [9], розв'язок (2) для $p_2(t)$ згідно з [6] читається як

$$p_2(t) = u \sum_i \frac{b+k-l_i}{\prod_{j \neq i} (l_i - l_j)} \exp(-l_i t) \quad (4)$$

Тут показники експонент $l_{i,j=1,2,3}$, що знаходяться під знаками суми і добутку, є власними числами системи, які відповідають невід'ємним константам швидкостей релаксації Дебая, підпорядкованих характеристичному рівнянню:

$$I^3 - I^2(u + v + a + b + k) + I[(u + v)(b + k) + a(u + k)] - uak = 0 \quad (5)$$

Отже, залежна від часу заселеність $p_2(t)$ (4) схильного до руйнування стану $|2\rangle$ ланцюга Маркова (1) представляє собою експоненціально зростаючу і загасаючу криву, складену із трьох релаксаційних мод. За даних початкових умов (3), кожна мода дає свій внесок, який відрізняється за амплітудою, знаком та власним значенням. Оскільки загальна залежність від часу $p_2(t)$ демонструє зріст, досягнення піку та спад без жодних осциляцій, ми маємо можливість знайти для заселеності (4) її максимальне значення

$$\bar{p}_2 = p_2(t_2^{peak}) \quad (6)$$

у момент часу досягнення піку $t = t_2^{peak}$, що є нетривіальним розв'язком трансцендентного рівняння

$$\mathcal{R}_2(t) = 0 \quad (7)$$

і потім асоціювати цей максимум заселеності з розподілом для руйнування у найгіршому випадку.

Для того, щоб побудувати модель дії напруження на максимальну ймовірність розподілу руйнування (6) необхідно врахувати, що в одноконфигураційному наближенні дійсний стан $|3\rangle$, у якому дефект початково ініціалізується, не викликаючи руйнування системи, може складатись з великої кількості N різних підстанів $|3_{n=1, \dots, N}\rangle$. Оскільки для різних типів макромолекул постійна швидкості переходу обернено пропорційна кількості підстанів, доступних для прямої реакції [10], ми можемо очікувати, що зовнішнє напруження, яке може впливати на цю кількість, буде змінювати постійну швидкості u в (1) у такий же спосіб. Якщо розтягне напруження s , яке звичайно використовується в одновимірних випробуваннях [9], є фактором, який стискає простір підстанів стану $|3\rangle$ таким чином, що зменшує кількість N його толерантних до руйнування підстанів з $N_0 \sim \exp(-S_0)$ до $N_s \sim \exp(-S_s) < N_0$, або, що є еквівалентним, збільшує його ефективну (негативну) термодинамічну ентропію з S_0 до $S_s > S_0$, то безрозмірна вихідна швидкість u/u_∞ зі стану $|3\rangle$, де u_∞ – гранична швидкість для щільного розміщення підстанів $|3_{n=1, \dots, N_s}\rangle$ у границі нескінченно великого безрозмірного напруження $s/s_0 \rightarrow \infty$, буде визначатись експоненціальним співвідношенням

$$u/u_\infty = \exp(s/s_0) - 1 \quad (8)$$

Це співвідношення виникає з причини того, що для багатьох оптично прозорих систем є розповсюдженою ситуація, коли система містить дефекти у формі тріщин. У цьому випадку гострий край тріщини буде областю дуже високого

напруження. Тому залежність безрозмірного напруження s/s_0 від приведенного зміщення $1 + x/x_\infty$ не є лінійною, як є дуже далеко від тріщини, коли в одновимірному випадку об'ємні параметри напруження S та зміщення x відносяться один до одного згідно з законом Гука $S = Ex$ (E – модуль Юнга), але логарифмічною $s/s_0 = \log(1 + x/x_\infty)$, що зводиться до лінійної $s \approx (s_0/x_\infty)x$ тільки при $x \ll x_\infty$. Це є найпростішою моделлю для матеріалів, в яких не беруться до уваги властивості спадкоємності та ефекти гістерезису [11]. Більш того, у випробуваннях, типових для прозорих матеріалів, коли вивчається їх ймовірнісна відповідь на поодинокі руйнуючі напруження [9], роль ефективного напруження грає постійна прямої швидкості переходу в ланцюзі Маркова (1), а саме переходу, який здійснюється між його початковим станом $|3\rangle$, толерантним до руйнування, і найближчим до нього станом $|2\rangle$, схильним до руйнування під час дії прикладеного напруження, за якого розміщення дефекту носить перехідний характер. Взагалі, така швидкість прямого переходу експоненційно залежить від різниці вільної енергії в цих станах, яка містить величину зовнішнього напруження у вигляді логарифма кількості підстанів стану $|3\rangle$, толерантного до руйнування [6, 12, 13]. Отже, це може слугувати переконливим поясненням виправданості співвідношення (8). Крім того, оскільки звичайно $s \gg s_0$, що відповідає випадку незначного початкового напруження, то ми можемо далі користуватись більш простим ніж (8) співвідношенням у приведенному логарифмічному вигляді:

$$s = \log u \quad (9)$$

Також ми можемо вважати спрощене співвідношення (9) єдиним засобом моделювання можливої залежності від напруження у відповідних бажаних для визначення функціях кумулятивного розподілу руйнування

$$\bar{p}_2 = \bar{p}_2(\ln u) \quad (10)$$

та густини розподілу ймовірності руйнування

$$\frac{\partial}{\partial \ln u} \bar{p}_2(\ln u) = f_2(\ln u) \quad (11)$$

II. Порівняння з експериментом

При вивченні процесів крихкого руйнування в кераміках і споріднених композитах порівняння експериментальних даних з біаксального розтягнення матеріалів, які випробовуються за допомогою неруйнівних вимірювань або поодиноких руйнувань, з теоретичними виразами для кумулятивних розподілів і густин розподілів, залежність яких від руйнуючого напруження

симулюється на комп'ютері, складають вагому проблему щодо придатності передбачень відносно поведінки руйнувань [9, 14-17]. У цьому розділі ми порівнюємо густину розподілу ймовірності руйнування (11) з експериментальними даними, адаптованими з [9] (див. також [17-20]), для трьох матеріалів, прозорих в ІЧ-діапазоні, як-то: OFG, CVD-ZnSe і сапфір, діючих у границях безпеки. Результати порівняння зображуються на Рис.1. Як видно, теорія достатньо добре узгоджується з експериментом, принаймні відповідно до можливості відтворення бімодальної поведінки густини розподілу ймовірності руйнування для експериментальних двопікових діаграм. Відповідні сигмоїдальні діаграми для кумулятивних розподілів руйнувань розглядались в [21].

Звідси випливає, що коли в тристадійному абсорбуючому ланцюзі Маркова, що моделює перехідну часову поведінку руйнування

самовідновлювальної системи, проводиться опис максимальної руйнівності його нестационарного схильного до руйнування стану, то можна ухилитися від використання бімодального п'ятипараметричного стаціонарного розподілу Вейбулла, який постулюється для кращої інтерпретації даних [20]. Як відомо, розподіл Вейбулла належить до сімейства спеціальних рівноважних розподілів, вивід якого згідно з теоремою Фішера-Тіппетта-Гнеденка ґрунтується на асимптотичному представленні розв'язку проблеми розподілу екстремальних значень великих вибірок послідовностей незалежних випадкових величин за умови їх незмінного ймовірнісного розподілу при зростанні розміру вибірки. З іншого боку, п'ятипараметричний ймовірнісний розподіл (11) ланцюга Маркова є суттєво нерівноважним розподілом, який несе бімодальну властивість сам у собі. Крім того, якраз структура тристадійного абсорбуючого ланцюга

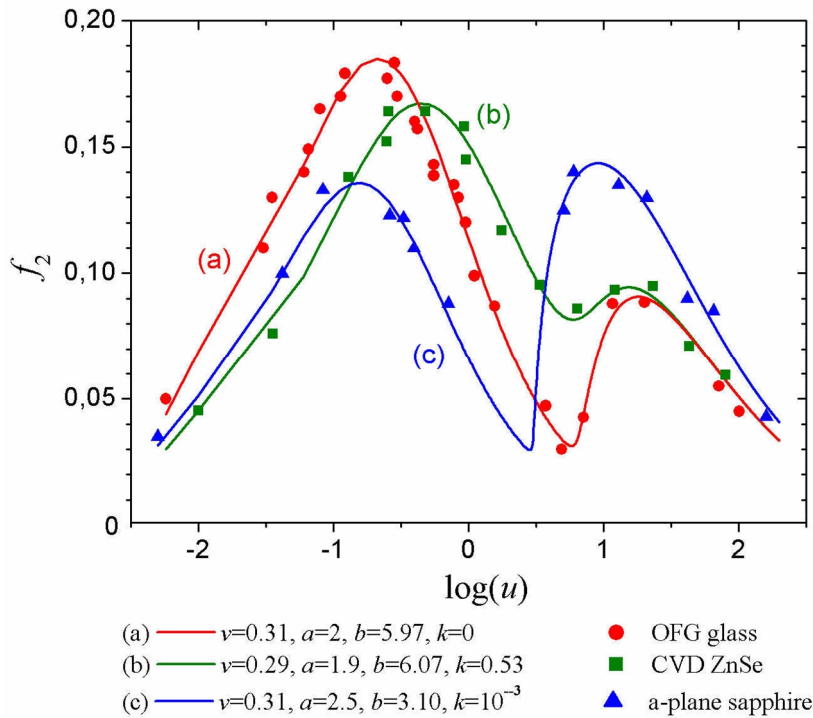


Рис. 1. Густина розподілів $f_2(\ln u)$ (криві), зсимульовані з (11) для різних параметрів постійних швидкостей v, a, b, k (подані в обернених до часу одиницях). Експериментальні дані (символи) адаптовані з [9]. Літери: (а) OFG (кола), (б) CVD ZnSe (квадрати) і (в) сапфір в а-площині (трикутники) – відповідають випадкам 1, 2 і 3 у Табл. 1.

Таблиця 1

Значення параметрів для густин розподілів на рис. 1

| № | Тип | Постійні швидкостей | | | | Параметри розподілу | |
|----|--------------------|---------------------|-----|------|-----------|----------------------------------|--------------|
| | | v | a | b | k | приведена середня амплітуда піку | повна ширина |
| 1. | OFG | 0,31 | 2,0 | 5,97 | 0 | 0,153 | 3,534 |
| 2. | CVD ZnSe | 0,29 | 1,9 | 6,07 | 0,53 | 0,149 | 3,219 |
| 3. | Сапфір у а-площині | 0,31 | 2,5 | 3,10 | 10^{-3} | 0,139 | 3,685 |

Маркова (1) відбиває зрозумілий фізичний зміст стану, що руйнується, і збагачує часову поведінку самовідновлювальної пошкодженої системи адекватною моделлю процесу перехідного руйнування в одноквантовому наближенні. Це не означає, що при не виконанні такого наближення простий опис експериментальних даних стає неможливим, а тільки те, що використання моделі нерівноважного абсорбуючого ланцюга Маркова має деяку перевагу перед моделлю рівноважного розподілу Вейбулла. Такий висновок набуває ще більшої очевидності за врахування тієї обставини, що математична модель стохастичних процесів Маркова складає безпосередню основу для формалізму керуючих рівнянь балансу у заселеностях послідовності станів [22], який, своєю чергою, є прямим наслідком проекції еволюції нерівноважної квантової системи, що слабо взаємодіє з рівноважним оточенням, на простір заселеностей станів в одночастинковому наближенні (для більш детального обговорення див., напр., [6, 12, 23, 24]).

III. Обговорення та висновки

В цій праці, ґрунтуючись на аналітичному розв'язку (4) для часової поведінки заселеності $p_2(t)$ схильного до руйнування стану $|2\rangle$ тристадійного абсорбуючого ланцюга Маркова (1), із трьома іншими його станами $|3\rangle$, $|1\rangle$ і $|0\rangle$, які є толерантними до руйнування, ми описуємо функцію густини ймовірності руйнування $f_2(s)$ (11) в її залежності від прикладеного напруження $s = \log u$ (9), логарифмічно пропорційного швидкості руйнування u , вхідної для стану $|2\rangle$. Основним нашим завданням є порівняння цієї залежності з експериментальними густинами розподілу руйнування для даних розтяжного випробування деяких оптично прозорих матеріалів. Вибираючи їх як OFG, CVD-ZnSe і сапфір, ми доходимо висновку, що теоретичні передбачення знаходяться у відповідності з експериментальними спостереженнями (див. рис. 1). Додатково, ми враховуємо факт, що знайдені густини розподілу, які всі є бімодальними, демонструють різні амплітуди піків для різних мод і мають різні повні ширини розподілів на половині приведених середніх

максимумів. Це дозволяє зробити висновок, що за певної толерантності по відношенню до кумулятивної дії граничного напруження на заселеність схильного до руйнування стану, матеріальна система з більшими границями безпеки у просторі логарифма напруження, тобто з ширшим розподілом густини, відповідаючим меншій крутизні кривої залежності заселеності стану від напруження, проявляє меншу чутливість до руйнування і тому вищу конкурентну перевагу порівняно з іншими матеріалами, які розглядаються як суперники [25]. Значення відповідних амплітуд піків і ширин густин розподілів, просимульованих для трьох різних оптично прозорих матеріалів за допомогою рівнянь (4)-(11) і наведених на Рис.1, а також відповідні величини кінетичних параметрів, використаних у симуляціях, підсумовуються в Таб.1. Це слугує підтвердженням зробленому вище висновку, а також узгоджується з подібним висновком праці [21], хоча і зробленим на основі інших засад з використанням концепції коефіцієнта конкурентоздатності. Відомо, що цей коефіцієнт є аналогом індикатора нормальної стабільності системи та її здатності працювати надійно і безпечно, без руйнувань, при застосуванні до неї стандартизованих випробувань або дії на неї можливих шкідливих впливів, додаючи тим самим до її кооперативності [21].

Таким чином, базуючись на числових результатах, отриманих за допомогою симуляцій, ми можемо дійти висновку, що серед трьох ІЧ-прозорих матеріалів, проаналізованих в цій роботі, сапфір в а-площині має більшу якість, демонструючи вищу конкурентну перевагу відносно інших двох матеріалів, тоді як CVD ZnSe проявляє себе бідніше порівняно з OFG склом. Цей висновок узгоджується з експериментальними спостереженнями, проведеними в [9].

Подяка

Ця робота була частково підтримана Національною Академією Наук України (проект № 0116U002067).

Капітанчук О.Л. – к.ф.-м.н., старший науковий співробітник,
Тесленко В.І. – д.ф.-м.н., провідний науковий співробітник.

- [1] D.N.P. Murthy, M. Xie and R. Jiang, Weibull Models (John Wiley & Sons, New York, 2004).
- [2] B. Novakovic and I. Knezevic, Quantum master equations in electronic transport, in: Nano-Electronic Devices: Semiclassical and Quantum Transport Modeling, edited by D. Vasileska and S. M. Goodnic (Springer, New York, 2011). P. 249.
- [3] K.S. Trivedi, Probability and Statistics with Reliability, Queuing, and Computer Science Applications (John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2016).
- [4] D.M. Nicol, W.H. Sanders and K.S. Trivedi, IEEE Trans. Depend. Secure Comput. 1, 48 (2004) (doi: 10.1109/TDSC.2004.11).
- [5] M.I. Puterman, Markov Decision Processes: Discrete Stochastic Dynamic Programming (Wiley, Hoboken, NJ, USA, 2014).
- [6] O.L. Kapitanchuk, O.M. Marchenko and V.I. Teslenko, Chem. Phys. 472, 249 (2016) (doi: 10.1016/j.chemphys.2016.03.007).

- [7] H. Fisher, Nat. Sci. 2, 873-901 (2010) (doi: 10.4236/ns.2010.28110).
- [8] U. Lafont, H. van Zeijl and S. van der Zwaag, Microelectronics Reliab. 52, 71 (2012).
- [9] C.A. Klein, Proc. SPIE 7504, 75040K (2009) (doi: 10.1117/12.836920).
- [10] H. Frauenfelder and P.G. Wolynes, Science 229, 337 (1985) (doi: 10.1126/science.4012322).
- [11] O.V. Rudenko, Usp. Fiz. Nauk 176, 77 (2006). [Phys. Usp. 49, 69 (2006).]
- [12] V.I. Teslenko, O.L. Kapitanchuk and Y. Zhao, Chin. Phys. B 24, 028702 (2015) (doi: 10.1088/1674-1056/24/2/028702).
- [13] E. Petrov and V. Teslenko, Nanobiophysics: Fundamentals and Applications, edited by V. A. Karachevtsev, chapter 9, p.267 (Pan Stanford Publishing, Singapore, 2016) (doi: 10.1201/b20480).
- [14] J.P. Berry, Nature 212, 20 (1966) (doi: 10.1038/212020a0).
- [15] Б. Цой, Э.М. Карташов, В.В. Шевелев, Прочность и разрушение полимерных пленок и волокон (Химия, Москва, 1999).
- [16] Н.В. Никоноров, С.К. Евстропьев, Оптическое материаловедение: основы прочности оптического стекла (СПбГУ ИТМО, СПб, 2009).
- [17] C.A. Klein, Opt. Eng. 50(2), 023402 (2011) (doi: 10.1117/1.3541804).
- [18] C.A. Klein and R. P. Miller, Proc. SPIE 4375, 2411 (2001) (doi: 10.1117/12.439181).
- [19] C.A. Klein, J. Appl. Phys. 96, 3172 (2004) (doi: 10.1063/1.1782272).
- [20] C. A. Klein, Proc. SPIE 8016, 80160J (2011) (doi: 10.1117/12.883019).
- [21] V.I. Teslenko and O.L. Kapitanchuk, Mod. Phys. Lett. B 32, 1850022 (2018) (doi: 10.1142/S0217984918500227).
- [22] A.N. Gorban, Entropy 16, 2408-2432 (2014) (doi:10.3390/e16052408).
- [23] В.І. Тесленко, О. Л. Капитанчук, Журн. фіз. дослід. 19, 1001 (2015).
- [24] V.I. Teslenko and O. L. Kapitanchuk, Acta Phys. Polon. 49, 1581 (2018) (doi: 10.5506/APhysPolB.49.1581).
- [25] C.A. Klein, Opt. Eng. 37, 2826 (1998) (doi: 10.1117/1.601820).

O.L. Kapitanchuk, V.I. Teslenko

Modeling the Bimodal Behavior of Self-Repairing Optical Window Systems Prone to Brittle Failure

*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv 03680, Ukraine,
e-mail: alkapt@bitp.kiev.ua; vtes@bitp.kiev.ua*

Using an exact solution for transient state population of a three-stage absorbing Markov chain the problem of modeling the bimodal behavior of three window materials represented as some self-repairing optical systems prone to brittle failure is considered quantitatively. It is shown that simulated maximum failure probability density distributions can well describe the experimental data of biaxial tests on OFG, CVD-ZnSe and a-plane sapphire ceramics. The conclusion is made that the competitive advantage of these materials grows in proportion to their distribution widths.

Keywords: optical window systems, brittleness, failure susceptibility, competitive advantage.