

В. КАДАН,<sup>1</sup> А. ДМИТРУК,<sup>1</sup> М. БОНДАР,<sup>1</sup> І. ДМИТРУК,<sup>1,2</sup> А. ГУДАРЗІ,<sup>3</sup>  
Д. АХТАРЬЯРАЗАР,<sup>4</sup> І. ПАВЛОВ<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: vikkadan@gmail.com)

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Фізичний факультет

(Просп. Академіка Глушкова, 4, Київ 03022)

<sup>3</sup> Orta Doğu Teknik Üniversitesi Güneş Enerjisi Uygulama ve Araştırma Merkezi

(Ankara 06800, Türkiye)

<sup>4</sup> Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü

(Ankara 06800, Türkiye)

## Z-СКАНУВАННЯ З МОДУЛЯЦІЄЮ РЕФРАКЦІЇ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ НЕЛІНІЙНОГО ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ

УДК 539

*Представлено новий метод однопроменевого Z-сканування з модуляцією показника заломлення, який поєднує елементи стандартних методів Z-сканування і методу модуляції втрат для забезпечення чутливого вимірювання рефракційних нелінійностей третього порядку в конфігурації із закритою діафрагмою. Порівняно з оригінальним методом Z-сканування, запропонований метод забезпечує майже безфоновий сигнал. Отримано аналітичний вираз, який пов'язує нелінійний показник заломлення  $n_2$  з потужностями падаючого променя й компонентів пропущеного променя на першій і другій гармоніках модуляції; вираз експериментально перевірено з використанням зразків  $\text{SiO}_2$  та  $\text{LiF}$ .*

*Ключові слова:* метод Z-сканування, нелінійний показник заломлення, коефіцієнт двофотонного поглинання.

### 1. Вступ

Фемтосекундні лазери сьогодні широко використовуються для виготовлення мікрооптичних елементів як в середині, так і на поверхні оптоелектронних матеріалів шляхом лазерно-індукованої мікромодифікації їх оптичних властивостей. Однак поширення інтенсивних фемтосекундних лазерних імпульсів сильно залежить від нелінійності матеріалу. Поглинання лазерного світла, а отже, і точність точкових модифікацій і виділення енергії всередині матеріалу, залежить від коефіцієнта двофотонного поглинання (2ФП)  $\beta$ , тоді як просторове перетворення променя в прозорих матеріалах

визначається нелінійним (або керрівським) показником заломлення  $n_2$ . Таким чином, для розуміння фізики поширення лазерного випромінювання і його взаємодії з оптичними матеріалами, а також для розробки передових методів лазерної мікрообробки, потрібні високочутливі й точні методи вимірювання нелінійно-оптичних параметрів.

Відомий метод Z-сканування, вперше запропонований у роботі [1], передбачає переміщення тонкого зразка через фокус лазерного променя й вимірювання пропущеного світла для визначення нелінійних оптичних властивостей зразка. В такий спосіб можна вимірювати як рефракційні нелінійності, що визначаються дійсною частиною тензора нелінійної сприйнятливості, так і нелінійності поглинання, що визначаються уявною частиною тензора нелінійної сприйнятливості (рис. 1).

Для вимірювання коефіцієнта двофотонного поглинання  $\beta$ , використовується конфігурація з відкритою діафрагмою, яка збирає всю пропущену потужність (рис. 1, а). У цьому випадку крива Z-сканування має провал у фокусній позиції

Цитування: Кадан В., Дмитрук А., Бондар М., Дмитрук І., Гударзі А., Ахтарьяразар Д., Павлов І. Z-сканування з модуляцією рефракції для вимірювання нелінійного показника заломлення. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 4, 275 (2026).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

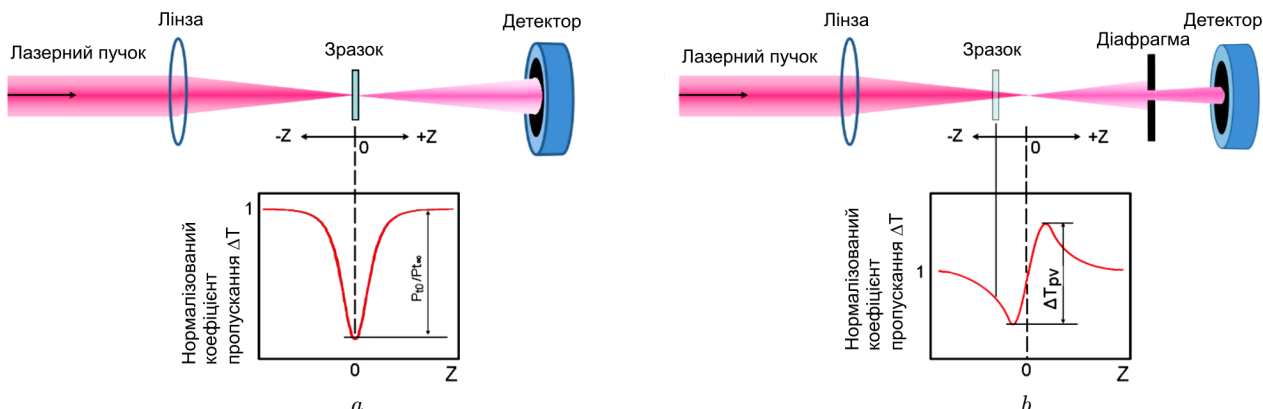


Рис. 1. Конфігурація Z-сканування з відкритою діафрагмою для вимірювання коефіцієнта двофотонного поглинання  $\beta$  (а). Конфігурація Z-сканування з закритою діафрагмою для вимірювання нелінійного показника заломлення  $n_2$  (б)

зразка внаслідок 2ФП. Використовуючи модель Z-сканування, запроповану в роботі [1], коефіцієнт  $\beta$  можна розрахувати використовуючи криву Z-сканування.

У випадку вимірювання нелінійного показника заломлення  $n_2$  використовується конфігурація із закритою діафрагмою (рис. 1, б), і реєструється лише світло, яке пройшло крізь малу діафрагму. У цьому випадку завдяки керрівській лінзі, індукованій в освітленій області зразка, крива Z-сканування має коливальну форму, і з неї можна розрахувати  $n_2$ .

Для вдосконалення стандартного методу Z-сканування розроблено ряд похідних методів. Серед них кілька варіацій методу затемнювального Z-сканування підвищують чутливість, блокуючи значну частину потужності пропущеного променя поблизу оптичної осі [2–4]. Техніка Z-сканування для товстих зразків обговорювалася в роботах [5–8]. У двоколірному Z-скануванні використовуються два лазери з різними довжинами хвиль [9, 10], тоді як Z-сканування в континуумі білого світла дає змогу досліджувати нелінійні властивості в широкому спектральному діапазоні [11, 12]. Z-сканування методом збудження-зондування з розділенням у часі поєднує часороздільну спектроскопію та Z-сканування для вивчення динаміки нелінійних оптичних процесів [13, 14]. Z-сканування з плоскопрофільним пучком (top-hat beam Z-scan) використовує рівномірний поперечний розподіл інтенсивності [15, 16], а поляризаційне Z-сканування досліджує вплив різних станів поляризації зондуємого світла на нелінійні оптичні властивості [17,

18]. Чутливість була підвищена за допомогою методики диференціального Z-сканування, яка забезпечує отримання сигналу без постійної складової через коливання поздовжнього положення зразка [19]. Метод F-сканування використовує настроюваний фокус замість лінзи з фіксованим фокусом [20, 21]. Модифікація під назвою відбивне Z-сканування вивчає нелінійні оптичні властивості поверхонь матеріалів через коефіцієнт відбивання сигналу [22, 23].

Вищезазначені методи виявилися корисними для характеристики нелінійних оптичних властивостей широкого спектру передових функціональних матеріалів, включно з напівпровідниками, наноматеріалами, органічними сполуками і метаматеріалами, які застосовуються в науці та техніці, наприклад, у фотоніці, лазерах, квантовій оптиці, матеріалознавстві, оптичному перемикаччі, 3D-пам'яті, телекомунікації, біовізуалізації тощо.

Метод модуляції втрат для вимірювання двофотонного поглинання (2ФП) був вперше запропонований у роботі [24], а пізніше вдосконалений нашою групою у роботі [27]. У цьому методі інтенсивність лазерного променя модулюється чистою синусоїдою з частотою  $F$ . Модульований промінь потім фокусується всередину зразка перпендикулярно його поверхні, а пропущене світло детектується синхронним підсилювачем на другій гармоніці частоти модуляції ( $2F$ ). Використовується конфігурація з відкритою діафрагмою, де весь пропущений промінь збирається детектором. Назва методу відображає той факт, що модульований промінь індукує відповідну модуляцію опти-

чних втрат зразка через ефект нелінійного поглинання. Основний принцип методу модуляції втрат полягає в тому, що 2ФП переважно послаблює піки синусоїдальної модуляції інтенсивності, тим самим спотворюючи її форму. Це спотворення генерує компоненти другої гармоніки (ДГ) на частоті  $2F$  у частотному спектрі переданого сигналу. Завдяки тому, що синхронний підсилювач забезпечує чутливе виявлення малої складової  $2F$  у широкому спектрі переданої потужності, метод модуляції втрат має значно вищу чутливість ( $\beta \sim 10^{-6}$  см/ГВт) порівняно зі звичайним методом  $Z$ -сканування.

У початковій реалізації методу [24] для досягнення синусоїдальної модуляції використовувалася досить складна експериментальна установка. В ній об'єднуються два промені з дещо різними частотами, отримані від одного фемтосекундного лазерного джерела. Частота цих променів змінюється за допомогою двох акустооптичних модуляторів, а потім промені точно рекомбінуються в просторі й часі за допомогою лінії затримки. Крім того, оригінальний метод модуляції втрат не передбачає поздовжнього  $Z$ -сканування досліджуваного зразка. Отже, його чутливість обмежена фоновим паразитним сигналом на подвоєній частоті модуляції ( $2F$ ), який не пов'язаний з 2ФП і залишається незалежним від  $Z$ -положення.

У вдосконаленій методиці модуляції втрат [27] ми не тільки значно спростили оптичну установку, але й інтегрували методи  $Z$ -сканування і модуляції втрат в єдину конфігурацію. Сигнал ДГ з  $2F$  реєструвався під час сканування зразка вздовж осі  $Z$ . Цей підхід дав змогу відокремити корисний сигнал на частоті  $2F$  від незалежної від  $Z$  високої постійної складової на цій же частоті шляхом порівняння загального сигналу на частоті  $2F$  у сфокусованому та розфокусованому положеннях.

В цій роботі представлено новий однопроменевий метод, що поєднує принципи стандартних методів  $Z$ -сканування і модуляції втрат для чутливого вимірювання рефракційних нелінійностей третього порядку. На відміну від робіт [24, 27], тут була використана конфігурація із закритою діафрагмою. Ми називаємо цей метод  $Z$ -скануванням з модуляцією рефракції, підкреслюючи той факт, що процедура вимірювання передбачає нелінійну модуляцію показника заломлення зразка лазерним променем з модульованою

інтенсивністю. Представлено як експериментальну установку, так і математичну модель для обробки результатів вимірювань.

## 2. Теорія

Для виведення рівняння, що пов'язує компоненту ДГ у пропущеному модульованому лазерному промені й нелінійний показник заломлення  $n_2$ , почнемо з добре встановленої теоретичної основи традиційного методу  $Z$ -сканування [1, 25], який передбачає зондування зразка лазерним променем. На відміну від традиційного підходу [1, 25], де середня потужність лазерного променя  $P_0$  вважається постійною, ми вводимо повільну синусоїдальну модуляцію потужності променя на частоті  $F$  ( $F < f_0$ , де  $f_0$  – частота повторення лазерних імпульсів). Зокрема, вважатимемо, що потужність надхідного випромінювання змінюється з часом за формулою

$$P(t) = P_0 [1 + \cos(2\pi Ft)]. \quad (1)$$

Застосовуючи простий тригонометричний аналіз, отримуємо вираз, який пов'язує компоненту ДГ (на частоті  $2F$ ) виявленого сигналу з нелінійним показником заломлення  $n_2$  зразка матеріалу.

Однак, щоб перевірити цей підхід, ми спочатку застосуємо його до  $Z$ -сканування для визначення не нелінійного показника заломлення, а коефіцієнта двофотонного поглинання (2ФП) [1, 25] і порівняємо отриманий вираз із добре відомою формулою для методу модуляції втрат [24]. У роботах [1, 25] показано, що в режимі відкритої діафрагми, вважаючи зразки тонкими (товщина зразка  $L \ll Z_0$ , де  $Z_0$  – релеївська довжина в повітрі), лінійні втрати малими ( $\alpha L \ll 1$ , де  $\alpha$  – коефіцієнт лінійного поглинання), втрати 2ФП малими ( $\beta I_0 L \ll 1$ , де  $\beta$  – коефіцієнт 2ФП,  $I_0$  – інтенсивність лазерного променя на осі зразка), і форму лазерного імпульсу гаусовою за часом, значення  $\beta$  можна знайти шляхом апроксимації експериментального профілю  $\Delta T(z)$  зміни потужності пропущеного променя  $P_t(z)$ , нормалізованої відносно лінійно пропущеної потужності  $P_{t\infty}$  у розфокусованому положенні ( $|z| \gg Z_0$ ), вздовж координати  $z$ :

$$\Delta T(z) = \frac{P_t(z) - P_{t\infty}}{P_{t\infty}} = -\frac{\beta I_0 L}{2\sqrt{2}} \frac{1}{1 + \frac{z^2}{Z_0^2}}. \quad (2)$$

Проте, якщо обмежитися вимірюванням  $P_t(z)$  лише у двох позиціях – у фокусі ( $P_{t0}$  коли  $z = 0$ ),

де передана потужність мінімальна, і далеко від фокуса ( $P_{t\infty}$ ), де нелінійне поглинання не впливає на потужність передачі – тоді рівняння (2) набуває вигляду

$$\frac{P_{t0}}{P_{t\infty}} = 1 - \frac{\beta I_0 L}{2\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Для гаусівського пучка з релєївською довжиною в повітрі  $Z_0$ , утвореного послідовністю імпульсів з гаусівською часовою формою, тривалістю  $\tau$ , і частотою повторення  $f_0$ , маємо  $I_0 = 2P/(Z_0\lambda\tau f_0)$ , де  $P$  – це середня потужність пучка в зразку. Таким чином, формула (3) набуває вигляду

$$\frac{P_{t0}}{P_{t\infty}} = 1 - \frac{\beta PL}{\sqrt{2}Z_0\lambda\tau f_0}. \quad (4)$$

Припустимо тепер, що середня потужність послідовності надхідних імпульсів зазнає повільної чисто синусоїдальної модуляції (1). Отже, рівняння (4) набуває форми

$$\frac{P_{t0}(t)}{P_{t\infty} [1 + \cos(2\pi Ft)]} = 1 - \frac{\beta P_0 [1 + \cos(2\pi Ft)] L}{\sqrt{2}Z_0\lambda\tau f_0}. \quad (5)$$

Тут нормована передана потужність, виміряна в положенні зразка далеко від фокуса, залишається модульованою чистою синусоїдою. Ми нехтуємо ефектами другого порядку малості в другому члені правої частини рівняння (5), припускаючи, що потужність променя всередині зразка не залежить від 2ФП і може бути апроксимована чистою синусоїдою, враховуючи зазначену раніше умову  $\beta I_0 L \ll 1$ .

Відбиття Френеля не впливають на співвідношення в лівій частині рівняння (5). Однак їх слід враховувати, визначаючи потужність усередині зразка,  $P_0(1 + \cos(2\pi Ft))$ .

Для простоти позначимо  $K = \frac{\beta P_0 L}{\sqrt{2}Z_0\lambda\tau f_0}$ . Тоді

$$\frac{P_{t0}(t)}{P_{t\infty}} = 1 + \cos(2\pi Ft) - K [1 + \cos(2\pi Ft)]^2 \quad (6)$$

або

$$P_{t0}(t)/P_{t\infty} = (1 - 1,5K) + (1 - 2K) \cos(2\pi Ft) - 0,5K \cos(2\pi 2Ft). \quad (7)$$

З рівняння (7) випливає, що співвідношення  $P_{t0}(t)/P_{t\infty}$ , окрім постійного члена та синусоїдального коливання на частоті модуляції  $F$ , набуває коливального члена з нульовим зміщенням на подвоєній частоті  $2F$ , пропорційного коефіцієнту  $2\Phi\beta$ .

Рівняння (7) можна записати в іншому вигляді для випадку вимірювання потужностей коливальних компонентів пропущеного променя за допомогою фотодіода та синхронного підсилювача. Враховуючи 100% модуляцію, ми замінюємо співвідношення пропущених потужностей  $P_{t0}(t)/P_{t\infty}$  співвідношенням відповідних сигналів синхронного підсилювача  $V$ . У такому випадку абсолютне калібрування потужності під час вимірювань синхронним підсилювачем не потрібне. Якщо  $|z| \gg Z_0$ , то сигнал з потужністю  $P_{t\infty}$  можна замінити сигналом синхронного підсилювача  $V_{1F}$  на опорній частоті  $1F$ . Сигнали на подвоєній частоті можна виміряти окремо на подвоєній опорній частоті  $2F$ . Таким чином, під час вимірювання сигналів переданої потужності  $V_{2F}$  на другій гармоніці частоти модуляції ( $z = 0$ ), члени з частотою  $1F$  та неколивальні члени не мають значення, і рівняння (7) зводиться до вигляду:

$$\frac{V_{2F}}{V_{1F}} = \frac{0,35\beta P_0 L}{Z_0\lambda\tau f_0}. \quad (8)$$

Тут потужність  $P_0$  всередині зразка слід вимірювати окремо перед зразком в абсолютних одиницях за допомогою вимірювача потужності та коригувати на відбиття Френеля. Щоб визначити параметр  $\beta$  з рівняння (8), слід мати значення  $P_0$ , а також виміряти співвідношення між сигналом  $V_{2F}(0)$  у фокальній позиції ( $z = 0$ ) і сигналом  $V_{1F}$  коли  $|z| \gg Z_0$  (обидва сигнали отримані за допомогою синхронного підсилювача).

Для підтвердження описаного вище аналізу порівнюємо рівняння (8), яке було виведено на основі результатів стандартної методики Z-сканування для тонких зразків [1, 25], з відповідним рівнянням для методу модуляції втрат, представленого в роботі [24] для зразків довільної товщини. Це порівняння показує, що в граничному випадку тонких зразків, окрім різниці в позначеннях, єдина розбіжність між двома рівняннями полягає в числовому коефіцієнті, який у нашому випадку становить 0,35, а в роботі [24] – 0,33.

Таким чином, перевіривши наш підхід, далі ми застосовуємо подібний метод до рівняння, що по-

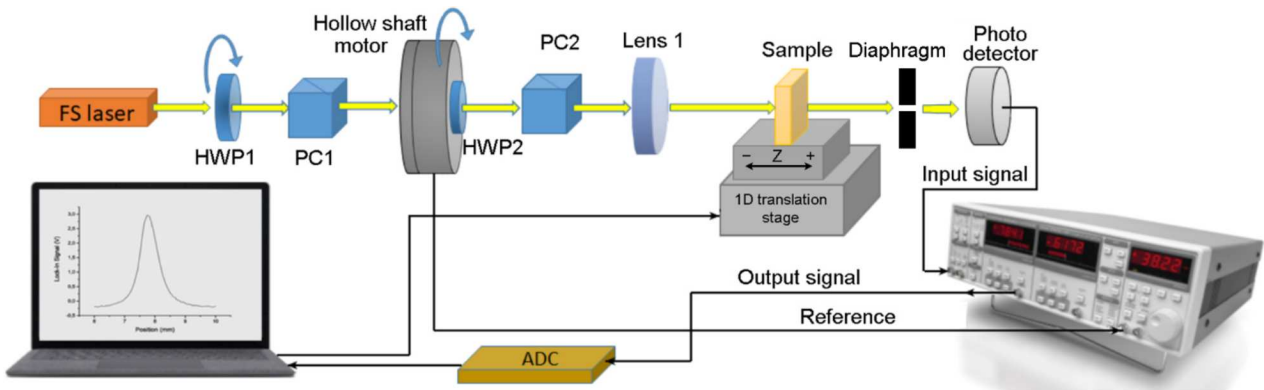


Рис. 2. Експериментальна установка

в'язує нелінійний показник заломлення  $n_2$  з різницею між максимумом і мінімумом пропускання,  $\Delta T_{pv}$  (див. рис. 1, *b*), під час вимірювання Z-сканування із закритою діафрагмою [1, 25]:

$$\Delta T_{pv} \cong 0,406(1 - S)^{0,27} \frac{2\pi}{\lambda} |n_2| I_0 L, \quad (9)$$

де  $S$  є пропусканням діафрагми за відсутності зразка. Припускається, що як лінійне, так і двофотонне поглинання є малими, і  $\Delta T_{pv} \ll 1$ .

Розглядаючи повільну модуляцію потужності лазерного променя за таких же припущень, що і для Z-сканування з відкритою діафрагмою, отримуємо з рівняння (9):

$$\frac{\Delta V_{2F_{pv}}}{V_{1F}} \cong 2,55(1 - S)^{0,27} n_2 \frac{P_0}{Z_0 \lambda^2 \tau f_0} L. \quad (10)$$

Це рівняння пов'язує  $n_2$  з потужністю променя  $P_0$  всередині зразка і з відношенням між сигналом синхронного підсилювача  $V_{1F}$  коли  $|z| \gg Z_0$  та різницею максимум-мінімум сигналу синхронного підсилювача  $\Delta V_{2F_{pv}}$ .

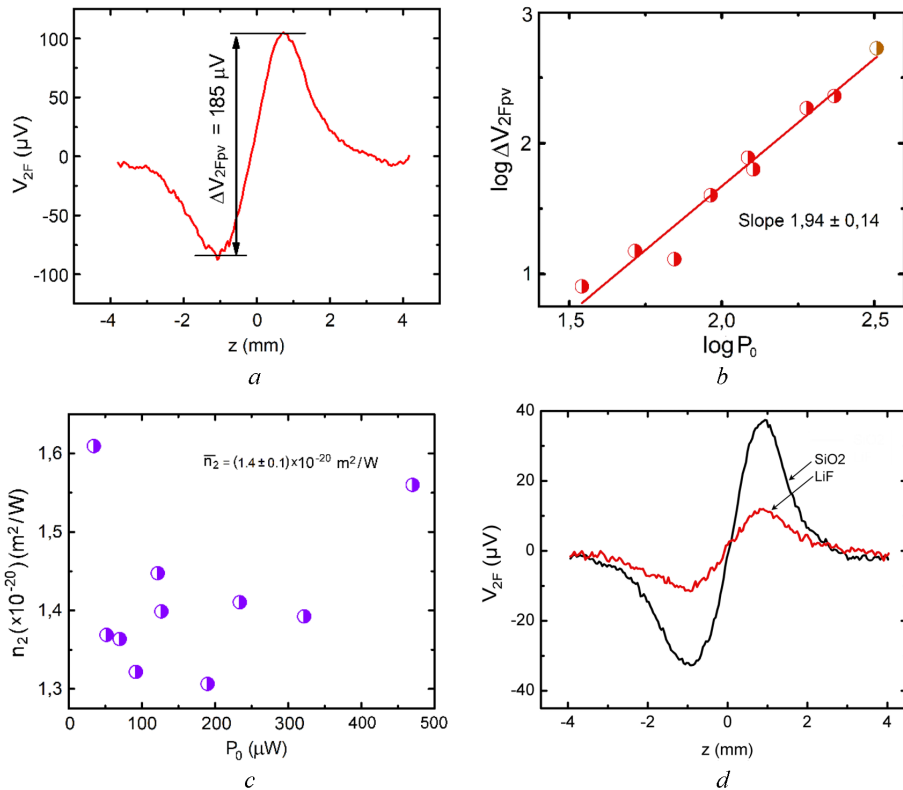
### 3. Експеримент та результати

Для подальшої перевірки нашої концепції ми експериментально перевірили рівняння (10), провівши експеримент зі Z-сканування з модуляцією показника заломлення, використовуючи зразки плавленого кварцу і кристалів LiF товщиною 1 мм.

Експериментальну установку показано на рис. 2. Фемтосекундний регенеративний підсилювач (Legend, Coherent), який використовувався в експерименті, працював на центральній довжині хвилі

800 нм, з енергією фотонів 1,55 еВ, частотою повторення імпульсів  $f_0 = 1$  кГц, тривалістю імпульсу  $\tau = 150$  фс та середньою вихідною потужністю 1 Вт. Потужність променя, що пройшов через перший поляризаційний куб (PC1), контролювалася вручну шляхом обертання його площини поляризації за допомогою півхвильової пластини (HWP1) і змінювалася в експерименті від 90 до 400 мкВт. Поляризація променя додатково поверталася другою півхвильовою пластинкою (HWP2), встановленою на двигуні з порожнистим валом, що обертався зі швидкістю 75 об/с. В результаті, після проходження через другий поляризаційний куб (PC2), інтенсивність вихідного променя ставала промодульованою на частоті  $F = 300$  Гц з глибиною модуляції майже 100%. Промінь діаметром 2 мм фокусувався на зразок за допомогою лінзи  $L1$  з фокусною відстанню 61 мм. Релеївська довжина  $Z_0$  на перетязці променя за цих умов становить 1,15 мм. Зразок переміщувався вздовж осі  $Z$  за допомогою моторизованого лінійного столика.

На відміну від нашої попередньої роботи [27], де використовувалася конфігурація з відкритою діафрагмою, тут ми використовували конфігурацію із закритою діафрагмою. У цій схемі лише невелика осьова частина променя, що проходить крізь зразок, проходить крізь діафрагму з діаметром отвору близько 0,5 мм, перш ніж бути зареєстрованою кремнієвим фотодіодом з широкою площею, а отриманий сигнал потім подається на вхід синхронного підсилювача. Експериментально було встановлено, що пропускання діафрагми  $S = 0,05$ , якщо діаметр променя становить 2 мм. Опорний сигнал для синхронного детектування сигналів на



**Рис. 3.** Z-сканування з модуляцією показника заломлення, отримане з використанням зразка плавленого кварцу товщиною 1 мм (а). Залежність  $\log \Delta V$  від  $\log V_{1F}$  для зразка плавленого кварцу товщиною 1 мм; обидва сигнали наведено в мікрівольтах (б). Експериментальні значення  $n_2$  для  $\text{SiO}_2$  (с). Шляхи Z-сканування з модуляцією показника заломлення для зразків  $\text{SiO}_2$  та  $\text{LiF}$  товщиною 1 мм при однаковому збудженні (д)

частотах 300 та 600 Гц забезпечувався парюю ГЧ-світлодіод-фотодіод у поєднанні з чотирилопате-вим переривником, встановленим на двигуні з порожнистим валом. Вихід синхронного підсилювача був оцифрований за допомогою 16-бітного АЦП для запису сигналу як функції положення  $Z$ .

Як стверджується в роботі [25], релеївську довжину надхідного променя можна безпосередньо визначити з розкиду максимум-мінімум  $\Delta Z_{pv}$  кривої стандартного Z-сканування, використовуючи вираз:

$$|\Delta Z_{pv}| \approx 1,7Z_0. \quad (11)$$

Застосовуючи це співвідношення до Z-сканування з модуляцією рефракції на рис. 3, а і 3, d, знаходимо, що в нашому експерименті  $Z_0 = 1,1$  мм. На перший погляд, це суперечить вимозі, що товщина зразка  $L$  має бути значно меншою за  $Z_0$ . Однак, як експериментально показано в роботі [1], цю вимогу можна послабити до  $L < Z_0$ . Ми вважаємо, що це послаблення вимоги принаймні частково виправдане тим фактом, що релеївська довжина збільшується в  $n$  разів всередині заломлювального середо-

вища. Таким чином, чим вищий показник заломлення  $n$ , тим товщим може бути зразок. Це міркування особливо актуальне для ГЧ-напівпровідників, таких як кремній, германій, GaAs та інших з показниками заломлення близькими до 3. Однак слід зазначити, що спрощений підхід із закритою діафрагмою, де нелінійний показник заломлення визначається з різниці піків і западин Z-сканування, є дійсним лише тоді, коли двофотонним поглинанням можна знехтувати. Тому енергія лазерних фотонів обмежена значеннями, меншими за половину ширини забороненої зони напівпровідника.

Ми зробили Z-сканування з модуляцією показника заломлення, змінюючи потужність збудження, у зразках  $\text{SiO}_2$  ( $E_g = 8,9$  еВ) та  $\text{LiF}$  ( $E_g = 14$  еВ) (рис. 3). На рис. 3, а показано типову криву Z-сканування з модуляцією рефракції для зразка плавленого кварцу товщиною 1 мм під дією надхідного променя з середньою потужністю  $P_0 = 190$  мкВт та  $V_{1F} = 2,9$  мВ. Сигнал різниці максимум-мінімум  $\Delta V_{2Fpv}$  становить 185 мкВ для цього вимірювання, що приводить до співвідношення  $\Delta V_{2Fpv}/V_{1F} \approx 0,064$ .

Помітною перевагою цього методу, що сприяє його чутливості, є те, що на відміну від звичайного Z-сканування, зміщення незалежної від Z сталої складової корисного сигналу  $V_{2F}$  у положеннях зразка  $z$ , далеких від фокуса, є близьким до нуля. На відміну від традиційного Z-сканування, знак коливань максимум-мінімум тут визначається не лише знаком нелінійного коефіцієнта заломлення досліджуваного середовища, але й фазою вимірювання, встановленою в синхронному підсилювачі. Зміна фазового налаштування на  $180^\circ$  змінює знак траєкторії коливань максимум-мінімум без зміни значення  $\Delta V_{2F_{pv}}$ .

Лог-лог графік залежності вимірних значень  $\Delta V_{2F_{pv}}$  від  $P_0$ , де  $\Delta V_{2F_{pv}}$  виражено в мкВ, а  $P_0$  – у мкВт, показано на рис. 3, *b*. Апроксимований нахил  $1,94 \pm 0,14$  вказує на майже квадратичну залежність, що узгоджується з нелінійністю третього порядку, пов'язаною з нелінійним показником заломлення  $n_2$ .

На рис. 3, *c* показано експериментальні значення  $n_2$  для  $\text{SiO}_2$ , розраховані за допомогою рівняння (10), для  $P_0$  у діапазоні від 35 до 322 мВт. Середнє значення  $n_2$  для отриманих даних становить  $(1,4 \pm \pm 0,1) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ .

Згідно з базою даних refractiveindex.info, автори роботи [28] повідомили, що  $n_2 = 2,07 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для  $\text{SiO}_2$  на довжині хвилі 772 нм. Значення  $n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  при 800 нм наведено в роботі [29]. На довжинах хвилі поблизу 1,06 мкм, наведені в літературі значення  $n_2$  для  $\text{SiO}_2$  коливаються від  $2,14 \cdot 10^{-20}$  до  $2,74 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [28, 30–34]. Можливою причиною різниці між експериментальними значеннями  $n_2$  та літературними даними може бути недосконалість наближення гаусівського профілю для падаючого променя. Цю розбіжність можна усунути, замінивши коефіцієнт 2,55 у рівнянні (11) на 4,55.

Два Z-скани з модуляцією рефракції для зразків з плавленого кварцу і LiF товщиною 1 мм, представлені на рис. 3, *d*, були проведені з подібними параметрами збудження збудження ( $P_0 = 470 \text{ мкВт}$ , довжина хвилі 800 нм, ширина імпульсу 150 фс, частота модуляції 300 Гц, частота повторення імпульсів 1 кГц та фокусуєча лінза з фокусною відстанню 61 мм). Єдина відмінність від вимірювань, показаних на рис. 3, *a*, полягає в тому, що перед фотодетектором було встановлено більш темний нейтральний світлофільтр,

щоб запобігти насиченню інтенсивності детектованого пучка. Однак оптична густина фільтра не впливає на обчислене значення  $n_2$ , оскільки відношення  $\Delta V_{2F_{pv}}/V_{1F}$  залишається незмінним. Згідно з цими вимірюваннями,  $n_2 = 1,56 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для  $\text{SiO}_2$  і  $n_2 = 5,2 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для LiF. Для LiF база даних refractiveindex.info містить одне референтне значення:  $n_2 = 8,8 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для 800 нм [29]. Інші доступні вимірювання LiF були виконані з довжиною хвилі 1,064 мкм:  $n_2 = 7,9 \times 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [33],  $n_2 = 7,55 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [34] і  $n_2 = 1,1 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [32]. Співвідношення вимірних значень  $n_{2\text{SiO}_2}/n_{2\text{LiF}} = 3$  узгоджується зі співвідношенням для референтних значень [29, 31]. Застосовуючи рівняння (11) зі скоригованим коефіцієнтом 4,55 замість 2,55, отримуємо скориговані значення  $n_2 = 2,78 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для  $\text{SiO}_2$  і  $n_2 = 9,2 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{Вт}$  для LiF, які ближче відповідають літературним даним.

#### 4. Висновки

Таким чином, в статті представлено і вперше експериментально продемонстровано метод модуляції показника заломлення в конфігурації із закритою діафрагмою для вимірювання нелінійного показника заломлення  $n_2$ . Метод характеризується майже нульовим зсувом незалежної від Z постійної складової у вимірюваному сигналі, що робить його значно менш чутливим до коливань потужності лазера та дефектів поверхні зразка. Введення поправкового коефіцієнта в отриманий теоретичний вираз, який пов'язує  $n_2$  з експериментальними параметрами, приводить до експериментальних значень  $n_2$ , які добре узгоджуються з довідковими даними.

*Автори висловлюють щире подяку за підтримку Національному фонду досліджень України (проект 2025.06/0055 “Вплив фемтосекундного лазерного випромінювання на стратегічні та інноваційні матеріали оптичних детекторів як фізична основа нових оборонних технологій”), Національній академії наук України (проект 4.4/25-П) та Науково-технічній дослідницькій раді Туреччини (TÜBİTAK, проекти BİDEB-2221, 121F282 та 122F392).*

1. M. Sheik-Bahae. Sensitive measurement of optical nonlinearity using a single beam. *IEEE J. Quant. Electron.* **26**, 760 (1990).

2. T. Xia, D.J. Hagan, M. Sheik-Bahae, E.W. Van Stryland. Eclipsing  $Z$ -scan measurement of  $\lambda/10^4$  wavefront distortion. *Opt. Lett.* **19**, 317 (1994).
3. A.S.L. Gomes, E.L. Falcão Filho, C.B. de Araújo, D. Rativa, R.E. de Araujo. Thermally managed eclipse  $Z$ -scan. *Opt. Express* **15**, 1712 (2007).
4. M.K. Pereira, R.R.B. Correia.  $Z$ -scan and eclipsing  $Z$ -scan analytical expressions for third-order optical nonlinearities. *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 478 (2020).
5. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, D.J. Hagan, M.J. Soileau, E.W. Van Stryland. Nonlinear refraction and optical limiting in “Thick” media. *Opt. Eng.* **30**, 1228 (1990).
6. P.B. Chapple, J. Staromlynska, R.G. McDuff.  $Z$ -scan studies in the thin- and the thick-sample limits. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 975 (1994).
7. D.I. Kovsh, S. Yang, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. Nonlinear optical beam propagation for optical limiting. *Appl. Optics* **38**, 5168 (1999).
8. Wei-ping Zang *et al.* Analytic solutions to  $Z$ -scan characteristics of thick media with nonlinear refraction and nonlinear absorption. *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 63 (2004).
9. M. Sheik-Bahae, J. Wang, J.R. DeSalvo, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. Measurement of nondegenerate nonlinearities using a 2-color  $Z$ -scan. *Opt. Lett.* **17**, 258 (1992).
10. C.M. Cirloganu, L.A. Padilha, D.A. Fishman, S. Webster, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. Extremely nondegenerate two-photon absorption in direct-gap semiconductors. *Opt. Express* **19**, 22951 (2011).
11. M. Balu, J. Hales, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. Dispersion of nonlinear refraction and two-photon absorption using a white-light continuum  $Z$ -scan. *Opt. Express* **13**, 3594 (2005).
12. M. Balu, J. Hales, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. White-light continuum  $Z$ -scan technique for nonlinear materials characterization. *Opt. Express* **12**, 3820 (2004).
13. J. Wang, M. Sheik-Bahae, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. Time-resolved  $Z$ -scan measurements of optical nonlinearities. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1009 (1994).
14. Junyi Yang, Yinglin Song, Yuxiao Wang, Changwei Li, Xiao Jin, Min Shui. Time-resolved pump-probe technology with phase object for measurements of optical nonlinearities. *Opt. Express* **17**, 7110 (2009).
15. W. Zhao, P. Palffy-Muhoray.  $Z$ -scan measurements of  $\chi^3$  using top-hat beams. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 673 (1994).
16. Bing Gu, Hui-Tian Wang. Theoretical study of saturable Kerr nonlinearity using top-hat beam  $Z$ -scan technique. *Opt. Commun.* **263**, 322 (2006).
17. Xiao-Qing Yan, Zhi-Bo Liu, Xiao-Liang Zhang, Wen-Yuan Zhou, Jian-Guo Tian. Polarization dependence of  $Z$ -scan measurement: Theory and experiment. *Opt. Express* **17**, 6397 (2009).
18. S. Wang, E.J. Lipchus, M.A. Gharbi, C.S. Yelleswarapu. Polarization  $Z$ -scan studies revealing plasmon coupling enhancement due to dimer formation of gold nanoparticles in nematic liquid crystals. *Micromachines* (Basel) **14**, 2206 (2023).
19. J.-M. Ménard, M. Betz, I. Sigal, H.M. van Driel. Single-beam differential  $Z$ -scan technique. *Appl. Opt.* **46**, 2119 (2007).
20. R. Kolkowski, M. Samoc. Modified  $Z$ -scan technique using focus-tunable lens. *J. Opt.* **16**, 125202 (2014).
21. J. Serna, A. Hamad, H. Garcia, E. Rueda. Measurement of nonlinear optical absorption and nonlinear optical refraction in CdS and ZnSe using an electrically focus-tunable lens. In: *Proc. of the 12th International Conference on Fibre Optics and Photonics, 13–16 December 2014, Kharagpur, India* (Optical Society of America, 2014), paper T2C.2.
22. D.V. Petrov, A.S. Gomes, C.B. Araújo. Reflection  $Z$ -scan technique for measurements of optical properties of surfaces. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1067 (1994).
23. M. Martinelli, S. Bian, J.R. Leite, R.J. Horowicz. Sensitivity-enhanced reflection  $Z$ -scan by oblique incidence of a polarized beam. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1427 (1998).
24. P. Tian, W.S. Warren. Ultrafast measurement of two-photon absorption by loss modulation. *Opt. Lett.* **27**, 1634 (2002).
25. M.G. Kuzyk, C.W. Dirk. *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials* (Marcel Dekker, 1998).
26. D. Bhattacharyya *et al.* Electronic structure of liquid methanol and ethanol from polarization-dependent two-photon absorption spectroscopy. *J. Phys. Chem. A* **123**, 5789 (2019).
27. V. Kadan, I. Pavlov, A. Dmytruk, I. Blonskyi, T. Pavlova, Yu. Serozhkin, A. Goodarzi, M. Bondar. Single-beam low-frequency loss modulation technique for two-photon absorption measurement. *Opt. Commun.* **569**, 130809 (2024).
28. S.R. Flom, G. Beadie, S.S. Bayya, B. Shaw, J.M. Auxier. Ultrafast  $Z$ -scan measurements of nonlinear optical constants of window materials at 772, 1030, and 1550 nm. *Appl. Opt.* **54**, F123 (2015).
29. T.R. Ensley, N.K. Bambha. Ultrafast nonlinear refraction measurements of infrared transmitting materials in the mid-wave infrared. *Opt. Express* **27**, 37940 (2019).
30. P. Kabaciński, T.M. Kardaś, Y. Stepanenko, C. Radzewicz. Nonlinear refractive index measurement by SPM-induced phase regression. *Opt. Express* **27**, 11018 (2019).
31. G. Jansonas, R. Budriūnas, M. Vengris, A. Varanavičius. Interferometric measurements of nonlinear refractive index in the infrared spectral range. *Opt. Express* **30**, 30507 (2022).
32. D. Milam. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica. *Appl. Opt.* **37**, 546 (1998).
33. R. Adair, L.L. Chase, S.A. Payne. Nonlinear refractive index of optical crystals. *Phys. Rev. B* **39**, 3337 (1989).

34. R. DeSalvo, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae. Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and  $n_2$  in wide bandgap solids. *IEEE J. Quant. Electron.* **32**, 1324 (1996).

Одержано 18.12.25.

Переклад на українську мову О. Войтенка

*V. Kadan, A. Dmytruk,*

*M. Bondar, I. Dmytruk, A. Goodarzi,*

*D. Akhtaryarazar, I. Pavlov*

REFRACTION MODULATION  
Z-SCAN FOR MEASUREMENT  
OF NONLINEAR REFRACTIVE INDEX

We present a novel single-beam refraction-modulation  $Z$ -scan technique that combines elements of the standard  $Z$ -scan

and loss-modulation methods to enable sensitive measurement of third-order refractive nonlinearities in the closed-aperture configuration. Compared with the original  $Z$ -scan technique, the proposed method provides an almost background-free signal. An analytical expression relating the nonlinear refractive index  $n_2$  to the powers of the incident beam and the transmitted beam components at the first and second modulation harmonics is derived and experimentally verified using  $\text{SiO}_2$  and  $\text{LiF}$  samples.

*Keywords:*  $Z$ -scan technique, nonlinear refractive index, two-photon absorption coefficient.