

**І.Є. Матяш, І.А. Мінайлова, О.М. Міщук, Б.К. Сердега**

## **КОМПОНЕНТНИЙ АНАЛІЗ СПЕКТРІВ ФОНОННОГО ДИХРОЇЗМУ В ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНОМУ КРИСТАЛІ КРЕМНІЮ**

Методом модуляції поляризації електромагнітного випромінювання досліджено в зразках напівпровідникового кремнію ефект лінійного дихроїзму, індукований одновісною деформацією стиснення. Використання техніки модуляційної поляриметрії забезпечує виявну здатність відносно величини анізотропії на рівні  $\Delta n/n \approx 10^{-6}$ , що дозволяє реєструвати незначні відхилення фізичних параметрів від рівноваги. Отримано спектральну характеристику поляризаційної різниці коефіцієнтів пропускання  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel}$  в діапазоні крайового поглинання світла. Показано, що характеристика  $\Delta T(\omega)$  по суті є похідною спектра пропускання, із якої на основі закону Бугера-Ламберта визначено спектр коефіцієнту поглинання випромінювання. Отримана фізичним шляхом, як результат модуляційної поляриметрії, характеристика  $\Delta T(\omega)$  позбавлена тих завад, що є наслідком процедури математичного диференціювання експериментальних результатів. Тому завдяки цій перевазі характеристики фізичної похідної демонструють тонку структуру з ознаками різних спектральних компонент. На підставі цих ознак проведено розкладання спектрів  $\Delta T(\omega)$  на компоненти Гауса, з якого визначено типи фононів та їх частоти. Показано, що одна із них зміщенням по спектру пов'язана з товщиною зразка, а інші три екстремумами фіксовані відносно енергії забороненої зони. На підставі літературних свідчень та факту слабо легovanого кристалу зроблено висновок про походження виявлених компонент дихроїзму. Їх наявність обумовлена проявом акустичних фононів, що беруть участь в непрямих міжзонних переходах з енергіями квантів як менше, так і більше енергії забороненої зони. Показано, що крім можливості тестування особливостей зонного спектру ефект лінійного дихроїзму в сукупності з використаною методикою може стати підставою для діагностики напівпровідникових кристалів і приладів на предмет наявності в них неоднорідностей і пов'язаних з ними внутрішніх механічних напружень.

**Ключові слова:** поляризація, анізотропія, дихроїзм, модуляційна поляриметрія, кремній, фонон, функція Гауса.

### **ВСТУП**

Взаємодія поляризованого випромінювання з речовинами супроводжується системою чотирьох явищ, що є комбінацією двох окремих станів поляризації (лінійної та циркулярної) та двох компонент комплексного показника заломлення [1]. Лінійний дихроїзм (ЛД) є одним із варіантів цієї комбінації. Він полягає у тому, що умова розповсюдження лінійно поляризованого випромінювання крізь середовище, для якого властива анізотропія поглинання, залежить від орієнтації вектора поля хвилі відносно оптичної осі середовища. Явище має двохсотлітню історію і до цього часу залишається актуальним. Явище циркулярного дихроїзму характерне для біологічних середовищ з властивою для них оптичною активністю [2-5].

У переважній більшості робіт експериментальне отримання спектрів дихроїзму зводилося до вимірювання спектрів поглинання або відбиття у поляризованому світлі при двох ортогональних поляризаціях і подальшого обчислення з них спектра дихроїзму. Подібний підхід можна застосувати, в основному, до природно анізотропних речовин з сильною анізотропією, оскільки у цьому випадку неминучі помилки вимірювання, як правило, є нехтовно меншими за корисний сигнал. У такому разі мірою дихроїзму прийнято вважати співвідношення:

$$D = \frac{k_{\max} - k_{\min}}{k_{\max} + k_{\min}}, \quad (1)$$

де  $k_{\max}$  та  $k_{\min}$  – коефіцієнти максимального та мінімального поглинання для відповідно поляризованих електромагнітних хвиль.

У разі ж застосування техніки модуляційної поляриметрії (МП) відкривається можливість безпосереднього вимірювання спектрального розподілу чи іншого параметра дихроїзму, що дозволяє істотно підвищити інформаційну здатність спектрів, а також отримати спектри не тільки природного, але і наведеного дихроїзму при незначних, що суттєво, зовнішніх впливів на зразки. Підставою для такого твердження є дві характерні особливості, пов'язані з технікою МП. Одна із них зумовлена підвищеною виявною здатністю техніки відносно величини анізотропії на порядки у порівнянні з традиційними методами (деталі в [6]). А друга особливість доповнює першу своєю аналітичною здатністю внаслідок того факту, що модуляційна поляриметрия має ознаки диференціальної спектроскопії [7]. Ця, здавалося, б незначна деталь є принциповою у підвищенні інформативної здатності методики завдяки експериментально та методично спрощеному щодо співвідношення (1) варіанта реєстрації дихроїзму. Тому є всі підстави для використання техніки МП для вимірювання величини дихроїзму у середовищах з незначною його величиною з метою діелектричної діагностики на основі напівпровідникових матеріалів та приладів.

Кристали кремнію належать до кубічної системи, тому ефект дихроїзму в них може спостерігатися лише в результаті певного зовнішнього спрямованого впливу, що понижує симетрію кристала, наприклад у результаті одновісного стискання. Якщо реєстрацію цього ефекту здійснювати технікою МП, то можна очікувати виявлення таких його особливостей, які проявляються тільки диференціальною методикою. При цьому деформація зразка за величиною є тестовою та незмінною, але модулюється поляризація випромінювання. Тобто зразок опромінюється світлом постійної інтенсивності в напрямку нормалі до його поверхні, а електрична компонента лінійно поляризованої хвилі по черзі змінює орієнтацію відносно оптичної осі кристала. Застосування цього варіанта в модуляційній спектроскопії є менш поширеним, на що є свої причини. Однак отримані з його допомогою результати, як показує досвід [8] можуть бути більш інформативними і до того ж достовірно інтерпретовані. Дослідження фононного вкладу в лінійний дихроїзм у діапазоні крайового поглинання в кремнії методом модуляційно-поляризаційної спектроскопії є метою даної роботи.

## МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Суть методу реалізована в оптичній схемі [9], зображеній на рис. 1, і полягає в тому, що зразок, підданий одновісному стисненню фіксованої величини, опромінюється лінійно поляризованим випромінюванням. Причому, азимут електричної компоненти хвилі періодично займає паралельне і перпендикулярне положення відносно оптичної осі кристала. У цьому випадку внаслідок залежності коефіцієнта поглинання світла від орієнтації виникає різниця значень пропускання  $\Delta T = T_{\perp}(h\nu) - T_{\parallel}(h\nu)$ , яка в детекторі випромінювання створює змінний сигнал. Таким чином, у разі часткового поглинання світла зразком кожна із спектральних залежностей  $T_{\perp}(h\nu) \neq T_{\parallel}(h\nu)$  випромінювання містить індивідуальну інформацію про особливості поглинання, що виражаються окремими залежностями коефіцієнтів поглинання від енергії квантів. Тому при відніманні однієї з них від іншої залишається функціональний результат, властивий тільки для однієї із цих характеристик.

Зразок для вимірювань виготовлено у вигляді пластинки зі слаболегованого кремнію *p*-типу з питомим опором 200 Ом·см при 300 К, а його товщина після обробки становила 1 мм. Орієнтація зразка вибиралася з тих міркувань, що деформація в напрямку [100] призводить до максимального розщеплення вироджених долин зони провідності. При цьому світло спрямовано на одну із двох перпендикулярних поверхонь типу (001). Обробка зразка проводилася за стандартною процедурою (шліфування, полірування, травлення), головна вимога якої полягала в отриманні плоских, паралельних і дзеркальних поверхонь. Деформування зразка здійснювалось у спеціальному пристрої, особливістю якого було вимірювання деформуючого зусилля послідовно розташованим датчиком.

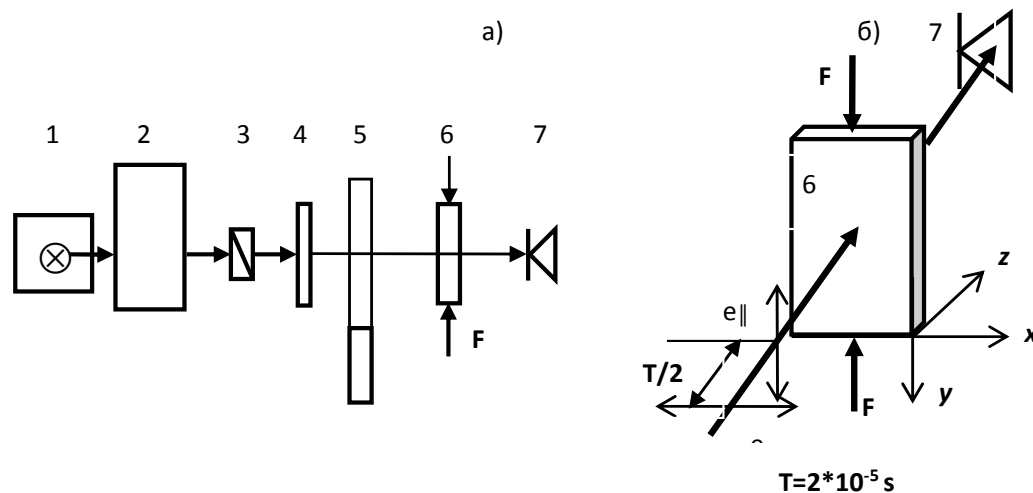


Рис. 1. Оптична схема (а) та геометрія дослідів (б). 1 – джерело світла (галогенна лампа), 2 – монохроматор, 3 – поляризатор, 4 –  $\lambda/4$  фазова пластинка, 5 – фотопружний модулятор поляризації, 6 – зразок у пристрої для стиснення силою  $F$ , 7 – фотодетектор.

Для того, щоб вимірюваний ефект, який, як правило, реєструється селективним підсилювачем, був зумовлений зміною поляризації, а не інтенсивністю світла, остання повинна бути з достатньою точністю постійною при модуляції поляризації. Це досягається тим, що для зміни поляризації випромінювання використовувався модулятор на основі фотопружного ефекту [10], який представляв собою динамічну фазову пластинку. Знакозмінна анізотропія діелектричних властивостей в ній створювалася стоячою хвилею розтягнення-стиснення від приєднаного резонатора з кристалічного кварцу. Розміри пластинки підбирали так, що вузли хвилі розташовувалися на її кінцях, а пучність амплітуди хвилі, тобто максимальне діюче механічне напруження, припадало на її середину. Величина фазової затримки пластинки визначається виразом  $\delta = \delta_0 \sin(\omega t)$ , де  $\delta_0$  – затримка, яка відповідає чверті довжини хвилі, що встановлюється напругою живлення кварцового резонатора,  $\omega$  – власна частота модулятора. У ті моменти часу, коли фазова затримка, змінюючись від нуля, сягає значень  $\delta_0 = \pi/4$ , поляризація випромінювання протягом чверті періоду перетворюється модулятором із циркулярної в лінійну. Тому протягом періоду модуляції випромінювання двічі стає лінійно поляризованим з ортогональними азимутами електричної компоненти хвилі. Оскільки стани поляризації певним чином пов'язані з азимутальним розташуванням модулятора, то наданням йому здатності обертатися відносно оптичної осі досягається паралельність електричних компонент хвилі осям оптичної індикатриси кристала. В цьому випадку внаслідок ефекту лінійного дихроїзму зразок набуває властивостей лінійного аналізатора поляризації, ефективність якого залежить від величини стиснення, тобто анізотропії. У цьому випадку інтенсивність випромінювання на виході із нього змінюється з частотою  $\omega$ . Германієвий фотодіод перетворював інтенсивність випромінювання в електричний сигнал, який посилювався lock-in-нанольтметром і реєструвався двокоординатним самописцем. Вимірювання проводилися при кімнатній температурі та інтенсивності світла на рівні  $10^{15}$  квант·см<sup>2</sup>/с.

## РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ІНТЕРПРЕТАЦІЯ

При обговоренні результатів вимірювань будемо мати на увазі, що в кристалі кремнію міжзонні переходи під дією випромінювання відбуваються з поглинанням або випромінюванням фононів [11] у діапазоні енергій між значенням забороненої зони

( $E_g=1,142$  eV) та найближчим вертикальним переходом при  $h\nu = 3$  eV. Також варто врахувати, що в результаті одновісної деформації кристала кремнію уздовж кристалографічного напрямку [111] знімається виродження валентних зон, а вздовж двох інших головних напрямків – і зони провідності. Це приводить до того, що єдиним чином можливий перехід в ізотропному випадку розпадається на чотири переходи, які розрізняються як величиною енергії, так і правилами відбору відносно станів поляризації. Екстремум валентної зони, що утворився в результаті деформації, складається зі змішаних станів  $V^+$  важких і легких дірок, умови переходів з яких залежать від стану поляризації. Так, перехід з  $V^+$  стану є дозволеним для двох поляризацій, у той час як перехід з  $V^-$  стану виявляється забороненим для поляризації, паралельної осі деформації [12]. Різниця коефіцієнтів поглинання кристала, що виникла внаслідок цього, приводить до появи різниці у величинах коефіцієнтів пропускання  $T_{\perp}(h\nu) \neq T_{\parallel}(h\nu)$ . Спектральні залежності цієї величини, що представляють собою різниці характеристик пропускання зразка кремнію з орієнтацією [100], наведено на рис. 2. Використанням ілюстрації в аналоговому форматі передбачається підтвердження достовірності результату, отриманого у первинному вигляді та позбавленого впливу цифрової обробки.

Вигляд рисунку тільки з першого погляду є незвичним, але у випадку використання техніки МП змістом рис. 2 має бути похідна функції пропускання зразка кремнію. Саме цей факт ілюструє рис. 3, де показано такого типу похідну у порівнянні з результатом диференціювання характеристики пропускання. Їх незбігання є принциповим у тому сенсі, що, по-перше, фізична похідна позбавлена тих завад, що властиві для математичного аналізу, здатного підсилювати найменші відхилення від монотонності об'єктів аналізу. Але незбігання залежностей у тенденціях є фізичною причиною, виявлення якої виходить за межі процедури диференціювання.

Дійсно, при зміні довжини хвилі світла, що поширюється крізь зразок, максимальне значення крутизни характеристики пропускання матиме місце в околі умови  $\alpha \cdot d \approx 1$ , де  $\alpha$ ,  $d$  – коефіцієнт поглинання і товщина зразка відповідно. Коли в анізотропному випадку ця характеристика розщеплюється на дві для ортогональних поляризацій, то відмінність їх ординат, яка по суті є результатом, наведеним на рис. 2, буде максимальною в області найбільшої її крутизни.

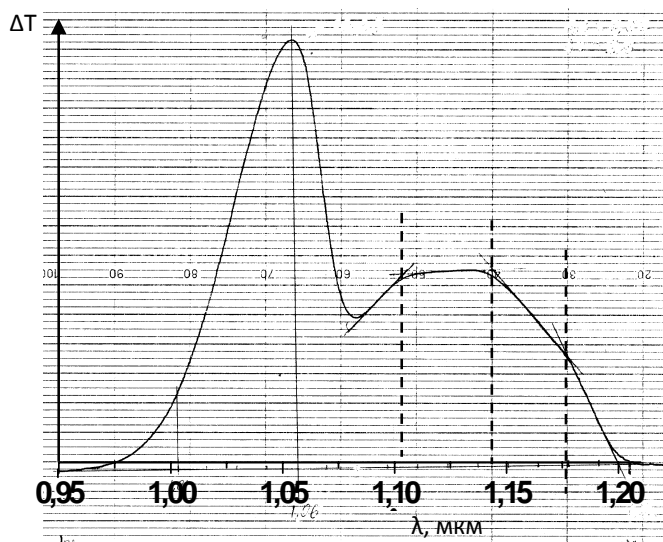


Рис. 2. Залежність величини дихроїзму як різниці пропускання  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel}$  одновісного стиснутого зразка Si від довжини хвилі випромінювання.

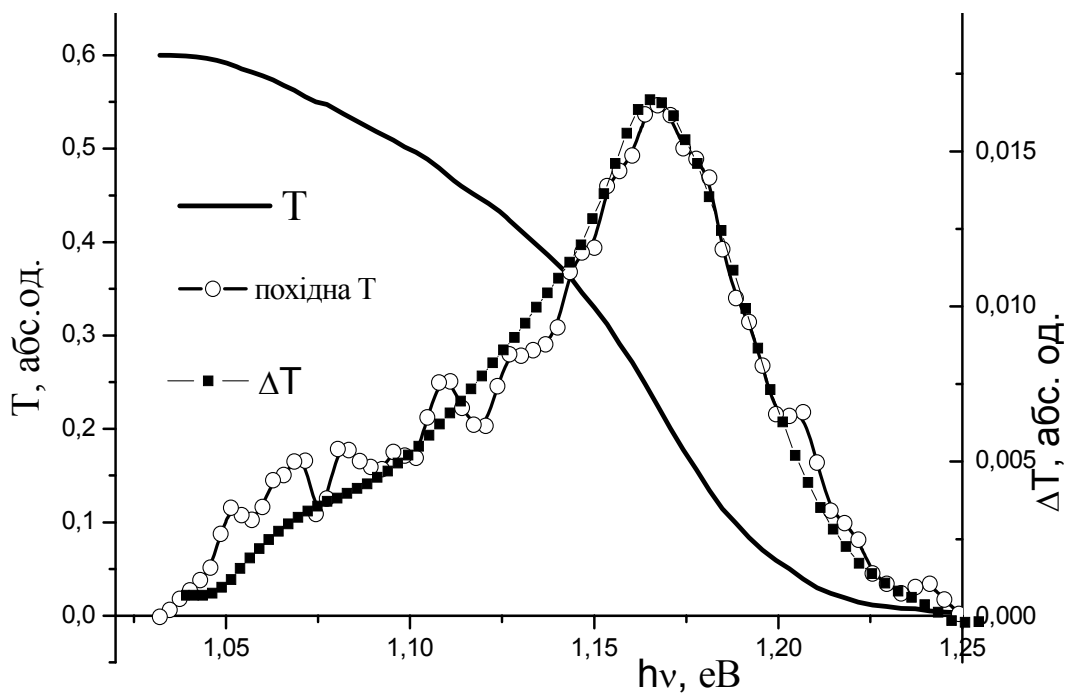


Рис. 3. Залежності від енергії квантів падаючого випромінювання величин пропускання  $T$ , похідної  $dT/d(h\nu)$  та поляризаційної різниці  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel}$  зразка Si товщиною  $d = 1$  мм.

Досвід використання техніки МП свідчить про наявність інформативного потенціалу функції  $\Delta T(h\nu)$  за рахунок властивої для неї аналітичної здатності. Ілюстрацією цієї тези є рис. 3, на якому наведено спектр крайового пропускання зразка кремнію поряд із двома його похідними. Перша із них (білі точки) отримана використанням процедури (математичне диференціювання), якою найменші немонотонності результату експерименту підсилюються. Крива, зображена чорними точками, є теж похідною  $T(h\nu)$ , але за фізичним походженням позбавлена тих самих немонотонностей за рахунок їх «занулення» відніманням ортогональних компонент. Із порівняння видно, що криві розрізняються не стільки за формою, скільки у тенденціях.

Дійсно, зразок, що деформується вздовж кристалографічної осі [100], на відміну від простої похідної демонструє (рис. 4) складну структуру залежності поляризаційної різниці  $\Delta T(h\nu)$ . Перш за все, вона проявляється в наявності двох екстремумів на відміну від рис. 3. Звертає на себе увагу те, що їх частотне положення не залежить від величини деформуючого зусилля, а їх ординати лінійно пов'язані з величиною розщеплення як валентної зони, так і зони провідності. Більш того, видно, що спектри на рис. 4 складаються з кусково-лінійних залежностей, з'єднаних плавними перегинами. Апроксимація лінійних ділянок до послідовного перетину один з одним дозволяє зробити висновок про деякі закономірності в їх розташуванні по осі енергій. Так, ділянку, розташовану між значеннями енергій 1,048 і 1,075 eV можна інтерпретувати з точністю до 1 meV як подвійне значення енергії зв'язку екситону, що наведено в [13]. Наступна ділянка спектральної характеристики відрізняється нахилом, але її протяжність за шкалою енергій порівнянна з тим же значенням енергії зв'язку. Відзначимо, що така інтерпретація наведеної характеристики узгоджується з результатами вимірювання електропоглинання у зразках кремнію у цьому ж діапазоні енергій [14]. Нарешті, третя прямолінійна ділянка характеристики, розташована між значеннями енергій 1,075 і 1,109 eV добре узгоджується з подвоєною енергією акустичного фонона TA, що наведено в [15].

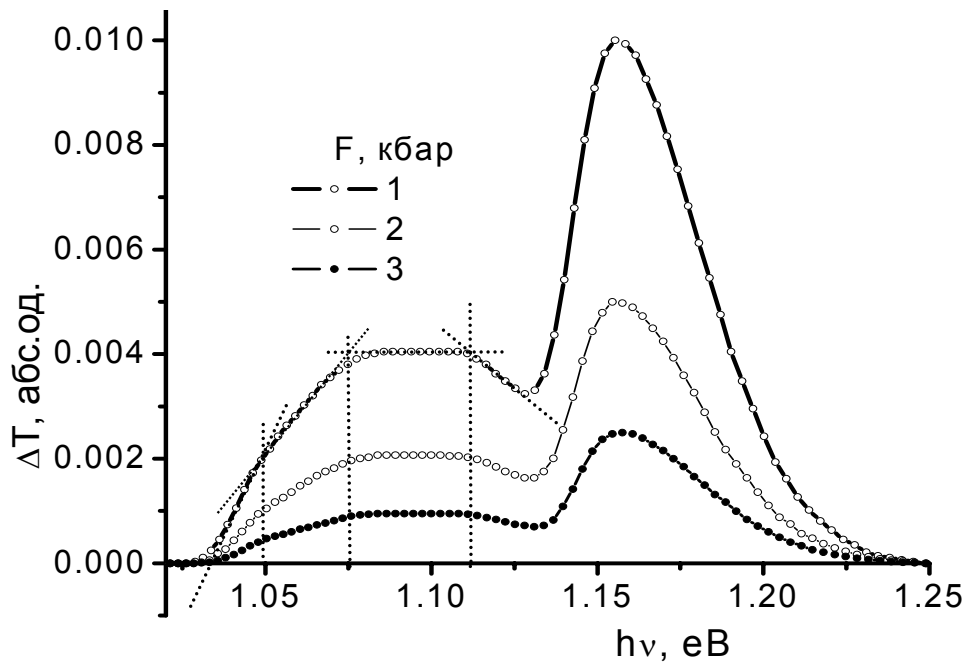


Рис. 4. Залежність поляризаційної різниці пропускання  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel}$  від енергії квантів випромінювання, що пройшло крізь зразок за різних величин механічного напруження  $\sigma$ : 4 (1), 2 (2), 1 (3) кбар.

Проте така несуперечлива інтерпретація є неоднозначною, бо обходить увагою питання про походження лінійних ділянок та їх істинний фізичний зміст. Більш того, ще одним проявом лінійчатого характеру в результатах, отриманих технікою МП, є залежності на рис. 5. На ньому зображено приріст коефіцієнта поглинання  $\Delta\alpha$ , величина якого пов'язана виключно з величиною деформації. Його отримано перетворенням відомого співвідношення, що пов'язує величини коефіцієнтів пропускання  $T$  та поглинання  $\alpha$  (закон Бугера–Ламберта):

$$\Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} = \ln[1 + (\Delta T/T)]/d, \quad (2)$$

який описує спектральну характеристику різниці коефіцієнтів пропускання. Отриману в результаті обчислень характеристику наведено на рис. 4 у порівнянні із залежністю коефіцієнта поглинання від енергії квантів у напівквадратичному масштабі, запозиченою з роботи [16] і зображеною на рис. 4. Із порівняння цих кривих можна зробити висновок про те, що роль фононів з енергіями близько 60 MeV проявляється сильніше у прирості  $\Delta\alpha$ , ніж за вимірювання  $\alpha$  у неполяризованому світлі. Чіткі три лінійні ділянки  $\Delta\alpha(\omega)$  мають також чіткі дві координати зламу, відстань між якими дорівнює енергії акустичного фонуна з енергією  $\tau A$ , що дорівнює 0,029 eV [11].

Отримана таким чином сукупність ознак дозволяє визначитися з кількістю компонент в задачі розкладання спектра рис. 4 з використанням функції Гаусса. Результат процедури показано на рис. 6. Із нього випливає, перш за все, те, що В-смуга є по суті похідною краю поглинання в моделі елементарного осцилятора. Окремим експериментом (не показано) встановлено, що екстремум В-смуги залежить від товщини зразка як за амплітудою, так і за частотним діапазоном. Інші три смуги відповідають за фононні компоненти, що супроводжують збудження електронів із валентної зони в зону провідності. В сумі вони практично ідеально узгоджуються з частиною тонкої структури спектра на рис. 4. Якщо надати розміру забороненої зони величину  $E_g = 1,142$  eV [15], то нижче цієї величини кожна

із смуг С-D-E займає положення на 1-2-3 ТА-фонуна з енергією біля 30 меВ. За такою ж схемою розташовані дві лінійні ділянки рис. 5 з тими ж розмірами акустичних фононів перевищення значення  $E_g$  (таблиця). Що стосується походження лінійних ділянок у функції  $\Delta\alpha(h\nu)$  або у  $\Delta T(h\nu)$ , то це можна зрозуміти, якщо уявити, що в степеневу залежність, яка описує спектральну характеристику пропускання тільки для однієї з поляризацій, входить і лінійна складова. У всякому разі, при відніманні кривих пропускання  $T_{\perp} - T_{\parallel}$ , яке виконується при використанні поляризаційної модуляції, однакові спільні залежності, присутні в них, зникають.

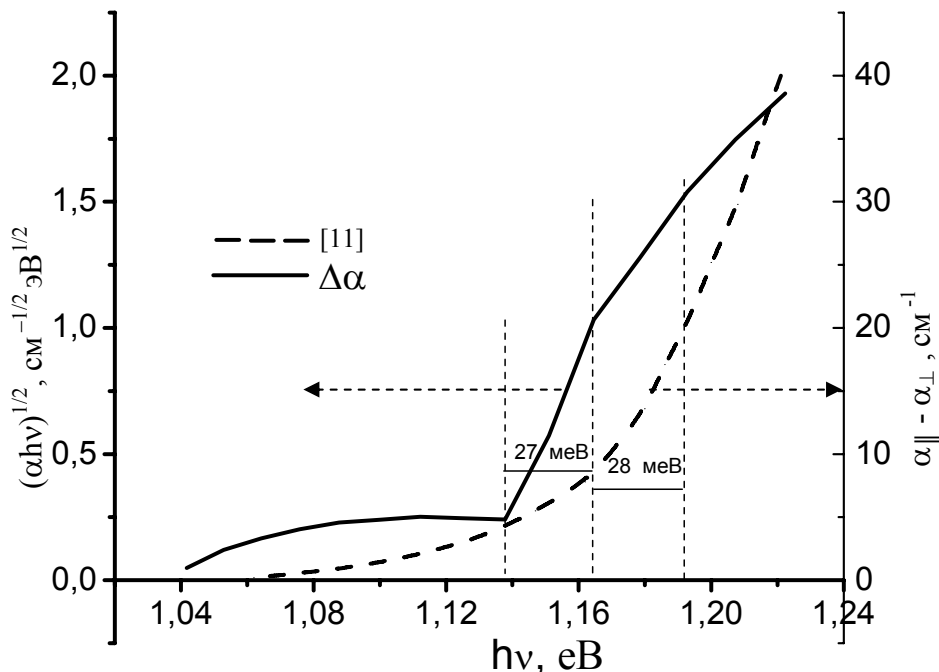


Рис. 5. Спектральні залежності приросту коефіцієнта поглинання (суцільна), отримана розрахунком із рис. 3 при  $\sigma = 4$  кбар, та коефіцієнта поглинання випромінювання в ізотропному кристалі (штрихова), запозичена з [11].

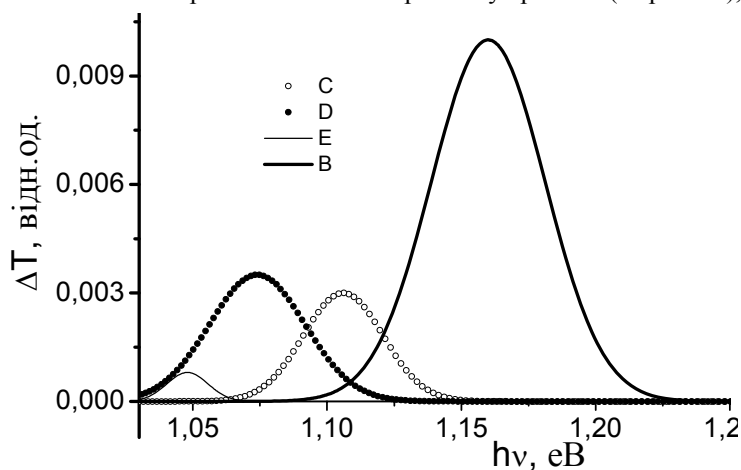


Рис. 6. Розкладання спектра  $T(h\nu)$  на компоненти функції Гаусса за умови чотирьох смуг, що впливає із рис. 4.

$E_g - C$	1,056	30
$E_g - D$	1,086	27
$E_g - E$	1,113	29
$E_g$	1,142	
$E_g + 27$	1,64	27
$E_g + 28$	1,92	28

Обговорення результатів буде неповноцінним, якщо не взяти до уваги, що дослідження спектрів поляризаційних ефектів має сенс навіть при вивченні деяких ізотропних кубічних кристалів, не підданих будь-якому зовнішньому впливу. Так, у спектрах поглинання таких кристалів спостерігається оптична анізотропія, зумовлена ефектом просторової дисперсії [17]. Ефект просторової дисперсії полягає в тому, що інтенсивності певної лінії поглинання в двох довільних взаємно перпендикулярних станах поляризації є в загальному випадку неоднаковими. У такому випадку отримані спектри у разі відсутності частотної дисперсії мають підстави для відхилення від співвідношення Крамерса–Кроніга [18, 19]. Дійсно, фононно-електронна взаємодія в чистому вигляді не є електродинамічною, що відповідає причинно-наслідковому зв'язку. Тому інтегрування функції приросту поглинання (рис. 4) не проявить згідно зі співвідношенням Крамерса–Кроніга приріст показника заломлення, перш за все, з причини малості її абсолютної величини. Цей аргумент є вирішальним у перевазі плідності методики МП у диференціальному варіанті.

## ВИСНОВКИ

У спектрах дихроїзму, виміряних в одновісно деформованих кристалах кремнію, виявлено немонотонності, пов'язані з участю фононів у міжзонних переходах, а також прояв особливостей зонного енергетичного спектра кристала. Експериментально виявлено, що отримані особливості визначаються основними властивостями речовини з поправками на характеристики конкретних зразків. У зв'язку з цим представляється можливим використання поляризаційно-модуляційної техніки для дослідження енергетичного спектра не тільки на краю поглинання, але і практично у всьому діапазоні енергій забороненої зони та просторі квазіімпульсів. Для цього, варіюючи товщину зразків, а також і умову напівпрозорості, стає можливим проводити дослідження і в діапазоні великих коефіцієнтів поглинання.

Крім згадуваної можливості тестування особливостей зонного спектра, ефект лінійного дихроїзму в сукупності з використаною методикою може стати підставою для діагностики напівпровідникових кристалів і приладів на предмет наявності в них неоднорідностей і пов'язаних з ними внутрішніх механічних напружень.

**I. E. Matyash, I. A. Minailova, O. N. Mishchuk, B. K. Serdega**

## COMPONENT ANALYSIS OF PHONON SPECTRA DYCHROIDISM IN UNIAXIALLY DEFORMED SILICON CRYSTAL

The effect of linear dichroism induced by uniaxial compression has been researched in semiconductor silicon by using the method for polarization modulation of electromagnetic radiation. The use of the modulation polarimetry technique provides detectivity relative to the magnitude of anisotropy  $\Delta n/n \approx 10^{-6}$ . This fact allows us to register insignificant deviations of physical parameters from equilibrium. The spectral characteristics of the polarization difference of the transmission coefficients  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel}$  were obtained within the range of light absorption near the fundamental edge. The characteristic  $\Delta T(\omega)$  is a derivative of the transmission spectrum, from which the spectrum of the absorption coefficient of radiation based on the Bouguer-Lambert law is determined. There are no errors in the characteristic obtained by the method of modulation polarimetry, in contrast to the mathematical differentiation of experimental results. The characteristics of the physical derivative demonstrate a fine structure with attributes of various spectral components due to this advantage. Decomposition of the spectra into Gaussian components was performed on the basis of these features, and the types of phonons as well as their frequencies were determined. One of them is related to the sample thickness by the spectrum shift, while the other three extremes are fixed relatively to the energy of the forbidden band. The conclusion about the origin of detected components of dichroism, being based on the references and fact of a lightly doped crystal has been made. The presence of dichroism components is caused by the manifestation of acoustic phonons participating in indirect interband transitions with quantum energies both lower and higher than the energy of the forbidden band. The paper shows that the effect of linear dichroism in combination with the modulation polarimetry method can be a good diagnostic technique for semiconductor crystals and devices. This will allow one to test the features of the band spectrum, the presence of inhomogeneities of crystals and related internal mechanical stresses.

**Keywords:** polarization, anisotropy, dichroism, modulation polarimetry, silicon, phonon, Gaussian function.



1. Марьенко В.В., Савенков С.Н. Общая классификация поляризационных систем на основе их анизотропных свойств. *Оптика и спектроскопия*. 1995. **78**, №4. С. 682-684.
2. Ландсберг Г.С. *Оптика*. М.: ГИТТЛ, 1957.
3. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика*. М.: Наука. 2004.
4. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
5. Goldstein D.H. *Polarized Light*. Taylor and Francis Group, LLC, 2011.
6. Сердега Б.К. *Модуляційна поляриметрія*. Київ: Наукова думка. 2011.
7. Кардона М. *Модуляционная спектроскопия* М.: Мир, 1972.
8. Serdega B.K., Venger Ye.F., Nikitenko Ye.V. Thermoelasticity in Ge due to nonuniform distribution of doping impurity studied by light polarization modulation technique. *Semic.Phys., Quant.El. & Optoelect.* 1999. **2**, №1. P.153-156.
9. Венгер Е.Ф., Матяш И.Е., Сердега Б.К. Исследование наведенного одноосной деформацией линейного дихроизма в кристаллах кремния. *ФТП*. 2003. **37**. №10. С.1188-1192.
10. Jaspersen S.N., Schnatterly S.E. An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique. *Rev Sci Instrum*. 1969. **40**, №6. P. 761-767.
11. Macferlane G.G., McLean T.P., Quarrington J.E., Roberts V. Fine structure in the absorption-edge spectrum of Si. *Phys.Rev*. 1958. **111**, №5. P.1245-1254.
12. Васько Ф.Т., Стриха М.В. Междузонные ИК переходы в одноосно деформируемом узкощелевом полупроводнике. *ФТП*. 1990. **24**, №7. С.1227-1233.
13. Dash W.C., Newman F. *Phys. Rev*. 1955. **99**. P.1151.
14. Frova A., Handler P., Germano F.A., Aspnes D.E. Electro-absorption effects at the band edges of silicon and germanium. *Phys.Rev*. 1966. **145**, №2. P.575.
15. Jonson F.A. Lattice absorption bands in silicon. *Proc.Phys.Soc.* **73**(470). P.265-272.
16. Jonson F.A. *Proc.Phys.Soc.* 1959. **73**. P.181.
17. Гинзбург В.Л. Об электромагнитных волнах в изотропных и кристаллических средах при учете пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. *ЖЭТФ*. 1958. **34**. №6. С.1593-1604.
18. R. de L. Kronig, On the theory of the dispersion of X-rays. *J. Opt. Soc. Am.* 1926. **12**.
19. Kramers H.A. La diffusion de la lumiere par les atomes. *Atti Cong. Intern. Fisica*. 1927.**2**.

Институт физики полупроводников  
им. В.Е. Лашкарева НАН Украины  
41, проспект Науки, 03028 Киев, Украина  
E-mail: [bserdega@isp.kiev.ua](mailto:bserdega@isp.kiev.ua)

Получено 30.10.2018