



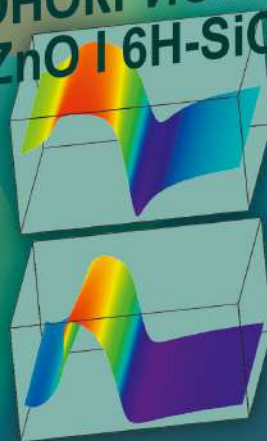
**АНІЗОТРОПІЯ
ПОВЕРХНЕВИХ
ПЛАЗМОН-ФОНОННИХ
ПОЛЯРИТОНІВ
У МОНОКРИСТАЛАХ
ZnO І 6H-SiC**



АНІЗОТРОПІЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ФОНОННИХ ПОЛЯРИТОНІВ У МОНОКРИСТАЛАХ ZnO І 6H-SiC

І.В. Венгер, Є.Ф. Венгер,
Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук

АНІЗОТРОПІЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ФОНОННИХ ПОЛЯРИТОНІВ У МОНОКРИСТАЛАХ ZnO І 6H-SiC



НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ім. В.Є. ЛАШКАРЬОВА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НІЖИНСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені МИКОЛИ ГОГОЛЯ

І.В. ВЕНГЕР, Є.Ф. ВЕНГЕР,
Л.Ю. МЕЛЬНИЧУК, О.В. МЕЛЬНИЧУК

АНІЗОТРОПІЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ФОНОННИХ ПОЛЯРИТОНІВ У МОНОКРИСТАЛАХ ZnO І 6H-SiC

КИЇВ
ВИДАВНИЦТВО «НАУКОВА ДУМКА»
2020

УДК 535.3; 539.2

Монографію присвячено експериментальному та теоретичному дослідженню методами спектроскопії ІЧ-відбивання та поверхневих поляритонів впливу анізотропії фононової та плазмон-фононової підсистем одновісних оптично-анізотропних полярних напівпровідникових структур на основі ZnO і 6H-SiC на властивості поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів.

Для магістрів фізичних і фізико-технічних спеціальностей, аспірантів та наукових співробітників, які працюють в галузі фізики напівпровідників і діелектриків.

The monograph is devoted to the experimental and theoretical study of the effects of phonon and plasmon-phonon subsystems on the properties of IR-reflection and surface polaritons of the anisotropy of phonon and plasmon-phonon subsystems on uniaxial optical-anisotropic polar semiconductor structures based on ZnO and SiC 6H field polynomials.

The book is designed for masters of physical and physical-technical specialties, graduate students and researchers working in the field of semiconductor and dielectric physics.

Р е ц е н з е н т и:

Небола І.І., доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри прикладної фізики та наноматеріалів Ужгородського національного університету

Стронський О.В., доктор фізико-математичних наук, провідний науковий співробітник Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України

Кідалов В.В., доктор фізико-математичних наук, заслужений діяч науки і техніки України, завідувач кафедри фізики та методики навчання фізики Бердянського державного педагогічного університету

Рекомендовано до друку вченою радою Ніжинського державного університету імені Миколи Гоголя (протокол № 3 від 29.10.2020 р.)

Науково-видавничий відділ фізико-математичної
та технічної літератури

Редактор *О.А. Микитенко*

© Венгер І.В., Венгер Є.Ф., Мельничук
Л.Ю., Мельничук О.В., 2020

© НВП «Видавництво “Наукова думка»
НАН України», дизайн, 2020

ISBN 978-966-00-1792-4

ВСТУП

Нині інтенсивно розвивається новий науковий напрям — оптика поверхні напівпровідників. Він базується на розробці й удосконаленні методів спектроскопії інфрачервоного відбивання та спектроскопії поверхневих поляритонів, які почали вивчати в кінці XX ст. [1—13].

Поверхневі поляритони (ПП) багатьох полярних напівпровідникових з'єднань (GaAs, InSb, GaP та ін.) добре досліджено, проте існує низка кристалів, оптичні властивості яких у інфрачервоному (ІЧ) діапазоні спектра вивчено недостатньо, хоча в науці та техніці їх досліджують і використовують давно. До них належать монокристали оксиду цинку (ZnO) та карбіду кремнію (6H-SiC). Результати аналізу літературних джерел дали змогу виявити суперечливість даних про частоти поперечних і поздовжніх оптичних фононів, статичної та височастотної діелектричної проникностей вздовж і перпендикулярно до оптичної осі оксиду цинку. Монокристал ZnO, як і напівпровідник 6H-SiC, належать до групи C_{6v}^4 (P6₃mc), проте 6H-SiC в ІЧ-смузі спектра вивчено значно краще. Спектри ІЧ-відбивання та модифікованого порушеного повного внутрішнього відбивання (ППВВ) для поверхневих поляритонів карбіду кремнію досліджено в працях [14—30]. Взаємодія ІЧ-випромінювання з активними оптичними фононами карбіду кремнію різних політипів проявляється в діапазоні так званих залишкових променів (діапазон 400—1400 см⁻¹). У цій ділянці можливе збудження поверхневих поляритонів — змішаних електромагнітно-механічних коливань, максимум амплітуди поля яких знаходиться на поверхні твердого тіла, і амплітуда поля експоненціально убуває від межі поділу середовищ.

У слабо легованих кристалах частота поверхневих поляритонів знаходиться в діапазоні $\nu_T < \nu_s < \nu_L$, де ν_T і ν_L — частоти поперечних і поздовжніх оптичних фононів [2—9]. У сильно легованих кристалах за високих концентрацій носіїв зарядів $n_0 > 10^{15}$ см⁻³ можливий прояв плазмон-фононної взаємодії в об'ємі і на поверхні напівпровідників [2, 4—8]. Об'ємні та поверхневі плазмон-фононні поляритони 6H-SiC досліджено в працях [14—30]. У спектрах ППВВ поверхневі плазмон-фононні поляритони (ППФП) збуджуються в діапазоні 200—1800 см⁻¹ за концентрацій носіїв зарядів у 6H-SiC — 10^{17} — 10^{21} см⁻³.

Зазначимо, що ефективна маса електронів m^* у 6H-SiC є анізотропною. За орієнтації електричного вектора E ІЧ-випромінювання перпендикулярно до

осі C ($E \perp C$) проявляється оптична ефективна маса електронів $m_{\perp}^* = (0,23—0,25)m_e$, де m_e — маса вільних електронів. Відомості про m_{\parallel}^* вельми суперечливі [4, 31]. Тому, щоб досліджувати плазмон-фононну взаємодію в 6H-SiC методом дисперсійного аналізу, необхідно дослідити спектри ІЧ-відбивання 6H-SiC при $E \parallel C$ і на їх базі отримати значення оптичної ефективної маси електронів, яка становить $m_{\parallel}^* = 1,75m_e$. Ці дані, а також ступінь анізотропії коефіцієнтів затухання плазмонів дали змогу з високою точністю одержати параметри плазмон-фононної взаємодії на поверхні 6H-SiC та змоделювати експериментальні й теоретичні поверхні відбивання системи напівциліндр ППВВ—азор—6H-SiC.

Монокристали карбіду кремнію і оксиду цинку — добре відомі сполуки з стабільними характеристиками, що зумовлює їх застосування в космічній техніці, акусто-, мікро- та оптоелектроніці, у високостабільних люмінесцентних приладах і т. д. [14—33].

Під час спроби вивчити поверхневі поляритони монокристала оксиду цинку виявився дивний факт відсутності вагомих досліджень оптичних властивостей слабо і сильно легованих монокристалів оксиду цинку в середньому і далекому ІЧ-діапазонах у діапазоні «залишкових променів» полярних напівпровідників [34—36]. Це підвищило інтерес до монокристалів ZnO, тим більше що симетрія ZnO і 6H-SiC належить до однієї просторової групи $R\bar{6}_3mc$ [4, 14—26, 37, 38].

Актуальним залишається питання дослідження умов збудження та поширення ПП за умови впливу на напівпровідник однорідного магнітного поля з урахуванням змішаних плазмон-фононних коливань, а також дослідження їхніх властивостей методами ІЧ-спектроскопії зовнішнього відбивання та поверхневих поляритонів [2, 4, 39—41].

Крім того, використання одновісних полярних оптично-анізотропних напівпровідників оксиду цинку та карбіду кремнію для створення низки напівпровідникових приладів, призначених для роботи в умовах дії магнітних полів, потребує дослідження впливу магнітного поля на оптичні та електрофізичні властивості цих напівпровідників, зокрема неруйнівними методами. Серед них найперспективнішими є методи ІЧ-спектроскопії та ППВВ [1—9].

З огляду на наведене вище можна стверджувати, що дослідження монокристалів ZnO і 6H-SiC методами ІЧ-відбивання та поверхневих поляритонів є актуальним з погляду наукового та практичного застосування.

Роботу виконано за фінансування Національним фондом досліджень України за кошти державного бюджету проєкту 2020.02/0380 «Структурні перетворення та нерівноважні електронні процеси в широкозонних оксидах та їх твердих розчинах».

Р о з д і л 1

ПРОЯВ АНІЗОТРОПІЇ МОНОКРИСТАЛІВ ОКСИДУ ЦИНКУ В ДІАПАЗОНІ «ЗАЛИШКОВИХ ПРОМЕНІВ»

1.1. Вступ

Нині оптичні та електрофізичні властивості ізотропних твердих тіл методами ІЧ-спектроскопії зовнішнього відбивання та поверхневих поляритонів вивчено досить детально [див., наприклад, 1—5]. Проте науковців набагато більше цікавлять такі дослідження в анізотропних кристалах, під час вивчення яких у ІЧ-діапазоні спектра проявляється низка нетривіальних особливостей, відсутніх у ізотропних кристалів (наприклад, анізотропія дисперсійних залежностей поверхневих плазмон-фононних поляритонів (ППФП), залежність кількості дисперсійних гілок від концентрації електронів і орієнтації оптичної осі кристала щодо напрямку поширення ППФП, анізотропія коефіцієнтів затування звичайних і незвичайних ППФП та ін. [1—15]).

У ході дослідження впливу анізотропії фононної та плазмон-фононної підсистем на дисперсію й інші характеристики ПП найзручнішими модельними кристалами є оксид цинку та карбід кремнію. Монокристали ZnO, отримані гідротермальним методом, кристалізуються в структурі вюртциту з просторовою групою C_{6v}^4 ($P6_3mc$) і характеризуються сильною анізотропією властивостей фононної й плазмон-фононної підсистем [1, 16—33]. Сфера застосування оксиду цинку визначається поєднанням різноманітних хімічних і фізичних властивостей, а практичне використання ПП ZnO обмежене їхньою невивченістю. Досі існували лише розрізнені, вельми суперечливі дані стосовно спектра ґраткових коливань оксиду цинку [34—40]. Питання анізотропії ефективної маси носіїв зарядів і коефіцієнтів затування фононів та плазмонів, аналіз дисперсійних залежностей ППФП і визначення значень коефіцієнтів затування поверхневих плазмон-фононних поляритонів оксиду цинку за зміни концентрації вільних носіїв зарядів і різних орієнтацій оптичної осі C відносно поверхні кристала ZnO у літературних джерелах взагалі не розглядали.

Метою цього розділу є висвітлення на прикладі оксиду цинку результатів досліджень впливу анізотропії фононної та плазмон-фононної підсистем на спектри ІЧ-відбивання, дисперсійні залежності та коефіцієнти затування поверхневих фононних і плазмон-фононних поляритонів за відсутності та наявності впливу постійного магнітного поля на монокристал.

1.2. Одержання та електрофізичні властивості монокристалів ZnO

З огляду на накопичений суттєвий експериментальний матеріал щодо синтезу та вирощування кристалів оксиду цинку різними методами можна зробити висновок: найперспективнішим серед досліджених є гідротермальний метод, який дає змогу отримувати досить досконалі великі кристали оксиду цинку [16—19, 28, 30, 32, 33].

Вирощування відбувається у високотемпературному лужному середовищі, що є водними розчинами гідрооксидів натрію, калію, літію, а затравками є орієнтовані пластинки, вирізані з кристалів цинкіта (ZnO), з використанням як вихідного матеріалу (шихти) хімічного реактиву оксиду цинку. Необхідною умовою реакції розчинення шихти є наявність гідроксильних іонів у реакційному середовищі, при цьому розчинність оксиду цинку і швидкість процесу утворення та росту його кристалів на затравку визначаються здебільшого концентрацією іонів OH^- у розчині й у меншій мірі характером того лужного металу, гідрооксид якого застосовують як розчинник. Кінетика реакції утворення і росту на затравку кристалів оксиду цинку залежить також від температури, перепаду температур і тиску [16—19]. Розмір вирощуваних кристалів за інших рівних умов експерименту зумовлений площею кристала, який використовують на затравку, і тривалістю експерименту.

Для кристалізації ZnO на затравку використовують розчини NaOH і KOH концентрацією 3—10 *m*, що містять 1—3 *m* LiOH за температур 200—450 °C і тисків 5—60 МПа. Перепад температур ΔT , що зумовлює перенасичення ΔS , необхідне для росту кристалів на затравку, вимірюваних на зовнішній стінці автоклава, становить 40—60 °C. Процес вирощування триває 30—60 діб (за встановленого режиму).

Вирощування кристалів відбувається в срібних вкладках — пробірках об'ємом 200 і 1000 см^3 контактного або «плаваючого» типів, розміщених у сталевих автоклавах стандартних типів, які використовують на практиці під час виконання гідротермальних робіт. Потрібної температури процесу вирощування в автоклавах досягають за допомогою стандартних пічок із двома зонами нагрівання. Температуру вимірюють термопарами, виготовленими із хромель-алюмелю, тиск оцінюють за коефіцієнтом заповнення автоклава або безпосередньо вимірюють еталонним манометром. Керують процесом вирощування за допомогою системи автоматичного регулювання, створеної на базі засобів обчислювальної техніки. Програмне забезпечення та апаратурні пристрої розроблено в Інституті кристалографії РАН. Точність підтримки температури в фіксованих точках автоклава (що відповідають зонам росту і розчинення) становить $\pm 0,5^\circ$. Тривалість підтримки температури з вказаною точністю здійснюють як завгодно довго. Система дає змогу автоматично підвищувати і знижувати температуру за даним законом за будь-який необхідний проміжок часу, а також одночасно керувати 99 установками, що працюють у різних режимах.

Протягом експерименту відбувається ріст кристалів, взятих як затравки, зі швидкістю, що визначається заданими параметрами процесу (T , ΔT , ΔS , відсо-

1.2. Одержання та електрофізичні властивості монокристалів ZnO

ток вільної площі в перегородці), тривалістю експерименту, площею і орієнтацією затравних кристалів.

Взаємозв'язок змінних параметрів описується простим рівнянням швидкості росту:

$$v_{hkl} = \alpha K_{hkl} \Delta S, \quad (1.1)$$

де v_{hkl} — швидкість росту в певному кристалографічному напрямку; K_{hkl} — стала швидкості росту в цьому напрямку; ΔS — перенасичення; α — коефіцієнт, що забезпечує потрібну розмірність.

Вирощені монокристали оксиду цинку є безбарвними або світло-жовтого кольору, ізометричного габітусу. В огранюванні присутня гексагональна призма $(10\bar{1}0)$, піраміда $(10\bar{1}1)$, іноді піраміда $(10\bar{1}\bar{1})$ і моноедри (0001) , $(000\bar{1})$. За даними спектрального аналізу кристали містять Li, Na або K у масових частках 10^{-2} — 10^{-4} %, захоплені з розчину: Cu, Mg, Si у масових частках 10^{-3} — 10^{-4} % (з вихідного реактиву); Ag у масових частках 10^{-3} — 10^{-4} % (вилужені з матеріалу футерівки); Fe у масових частках 10^{-3} — 10^{-4} %, що потрапили з матеріалу автоклава. Найменша кількість домішок міститься в безбарвних або світло-жовтих кристалах. Зумисне легування домішками призводить до отримання забарвлених різнокольорових кристалів цинкіту. Так, за великого вмісту заліза ростуть чорні кристали ZnO, а за меншого — рудо-зелені. Забарвлення в різних пірамідах росту кристала різне: в пірамідах росту граней (0001) , $(10\bar{1}0)$ і $(10\bar{1}1)$ кристал безбарвний або має світло-жовтий колір, а піраміди росту граней $(000\bar{1})$, $(10\bar{1}\bar{1})$ мають зелений колір. Марганець забарвлює кристал у червоний колір, Co — у зелений.

Для оксиду цинку, який належить до напівпровідникового з'єднання групи A^2B^6 , характерною є нестехіометричність складу, що виявляється в наявності власних дефектів кристалічної ґратки — міжвузлових атомів цинку і вакансій кисню. Згідно з [35] концентрація надстехіометричних атомів цинку становить 10^{15} — 10^{19} см⁻³. У кристалі можуть бути також ізоморфно-замішувальні цинк домішки, що зумовлюють утворення центрів забарвлення і донорних центрів, які відповідають за високу провідність [29]. Вважають, що міжвузловий цинк присутній в ґратці у вигляді атомів Zn_i^* або іонів Zn_i^+ і Zn_i^{2+} [35—37]. Власними дефектами донорного типу можуть бути нейтральні (V_0^*)

та позитивно заряджені вакансії кисню (V_0^+), які за високої концентрації можуть утворювати домішкову зону або разом з іншими власними і домішковими дефектами — донорні центри [39—45]. Визначення нестехіометричності складу ZnO за допомогою методів хімічного аналізу, які включають у себе розчинення і наступний аналіз досліджуваного зразка, не дає однозначної відповіді на питання про типи зумовлювальних нестехіометричних дефектів [46—51].

Мірою нестехіометричності, на перший погляд, може бути зміна густини і параметрів кристалічної ґратки ZnO. Проте результати експериментів у різних

мірі нестехіометричних кристалів ZnO не виявили зміни густини [16, 51—53]. Згідно з літературними даними густина ZnO становить $(5,642 \pm 0,012) \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ [43]; $(5,66 \pm 0,02) \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (виміряна) і $5,684 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (розрахована) [44]; $5,72 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (відповідна $4,21 \cdot 10^2 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$) [45].

Періоди комірки (за нормальних температур) дорівнюють: $a = 3,2495 \pm 0,0442 \text{ Å}$ і $C = 5,2069 \pm 0,031 \text{ Å}$ і в деякій мірі залежать від стехіометрії складу ZnO, що, можливо, пов'язано з недостатньо високою точністю вимірювань [37].

Кристали оксиду цинку є напівпровідниками *n*-типу з шириною забороненої зони $E_g = 3,43 \text{ eV}$ [38—43]. Незважаючи на велику величину E_g , нестехіометрія кристалів зумовлює високу електронну провідність, яка залежно від методу одержання змінюється від 10^{-17} до $10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [32, 44].

У вирощених за гідротермальних умов монокристалах оксиду цинку міститься літій ($\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [28] і в них невеликий питомий опір ($\rho \leq 10^1$ — $10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Досить велика електропровідність свідчить про те, що більшість атомів знаходиться переважно в міжвузлях ґратки. Як відомо, в ґратці кристала ZnO іон літію може займати два положення: знаходитись між вузлами Li_i і у вузлах Li_{Zn} , створюючи відповідно донорні й акцепторні центри [16, 33]. Утворенню дефектів типу Li_i сприяють відновлювальні умови, а Li_{Zn} — окиснювальні умови, за великих концентрацій літію виникає твердий розчин $\text{ZnO} + \text{Li}_2\text{O}$ [16]. Концентрацію літію у вирощуваному кристалі можна змінювати, варіюючи його вміст у розчині, де відбувається ріст. Концентрацію літію підвищували до $4 \text{ моль} \cdot \text{л}^{-1}$ LiOH замість звичайної $1,0$ — $1,5 \text{ моль} \cdot \text{л}^{-1}$. Подальше збільшення вмісту літію в розчині призводило до значного зменшення швидкості росту кристалів ZnO. Експериментально вдалося підвищити питомий опір кристалів лише на 1—3 порядки величини і досягти $\rho \leq 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Ефективнішим виявилось високотемпературне легування ZnO літієм в окиснювальній атмосфері, за якого провідність *n*-типу значно зменшується. Відпал кристалів ZnO у суспензії Li_2CO_3 або LiOH протягом 70 год за температури 400 — 700 °C дає можливість отримати високоомні фоточутливі монокристали ZnO, питомий опір яких досягає значень $\rho \approx 10^9$ — $10^{11} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Такі кристали ZnO ефективно використовували в опто- і акустoeлектроніці. За кімнатної температури рухливість електронів у монокристалах ZnO становить ≈ 100 — $200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, концентрація електронів за такої рухливості досягає значень $\sim 10^{14}$ — 10^{17} см^{-3} [18, 19]. Високі значення концентрації носіїв пов'язані з наявністю в кристалах донорної домішки з малою енергією іонізації ($0,02$ — $0,05 \text{ eV}$) [20, 54—58]. З експериментальних даних з вимірювання температурної залежності питомого опору $\rho_T(T)$ значення глибини залягання донорного рівня становить порядку $0,03 \text{ eV}$.

Власні і домішкові дефекти ZnO спричиняють зміни оптичних властивостей. Тому, досліджуючи спектри люмінесценції, екситонні спектри відбивання та поглинання, можна з'ясувати ступінь вдосконалення кристалічної структури ZnO, що вирощується. За роздільною здатністю, енергетичним положенням і відносними напівширинами екситонних смуг у спектрах відбивання і випромінювання можна зробити висновок про реальну структуру кристалів.

Ці та інші методи використано для проведення неруйнівного контролю якості монокристалів оксиду цинку.

Кристали, вирощувані в гідротермальних умовах, здебільшого є досить досконалими: характеризуються малою густиною дефектів упаковки, відсутністю політипних модифікацій і малокутових меж зерен [59, 60].

Проте в гідротермальних кристалах ZnO проявляється блокова структура стовпчастого типу з переважною орієнтацією блоків уздовж полярної осі C [16, 31—33, 63, 64]. У площині моноедра (0001) розміри блоків можуть становити від десятих часток міліметрів до ~ 1 мм, уздовж осі C до декількох міліметрів. Часто блоки виклинюються вздовж осі C , а кути розвороту блоків змінюються від декількох хвилин до 2° . Утворення блоків зумовлюється концентраційними напруженнями, що виникають у кристалі оксиду цинку в процесі його росту через неоднорідний розподіл його домішок. У растровому електронному мікроскопі в кристалі ZnO можна побачити періодично розміщені паралельні граням, що ростуть, шари, активовані, наприклад, домішкою заліза. Різний вміст домішки проявляється так само в різному забарвленні пірамід росту окремих граней. Напруга, що виникає, спричиняє пластичну деформацію — досить велику в площині призми і значно меншу в площині (0001). Для зняття пружних деформацій необхідно, щоб утворилася значна густина дислокацій. За наявності великих густин дислокацій і градієнтів напруги розвивається ротаційна пластичність [31]. Для кристалів оксиду цинку найбільшою є недосконалість у піраміді росту грані (000 $\bar{1}$) [61—65].

Неоднорідності розподілу домішок реалізуються в зональній і секторіальній будові кристалів. За допомогою методу хімічного вибіркового травлення в кислих і лужних середовищах за підвищених температур досліджено дислокаційну структуру вирощених монокристалів ZnO. Для всіх граней кристала оксиду цинку характерним є нерівномірний розподіл дислокацій вздовж граней. Ділянки підвищеної густини дислокацій відповідають периферії поверхонь граней, а зниженої — центрам. На вдосконаленіших ділянках густина дислокацій становить: для грані (0001) — 10^5 — 10^7 м $^{-2}$, для грані (000 $\bar{1}$) — 10^7 м $^{-2}$, для грані (10 $\bar{1}0$) — 10^5 м $^{-2}$, для грані (10 $\bar{1}0$) — 10^3 м $^{-2}$. Звідси випливає, що серед вивчених поверхонь найдосконалішою є грань піраміди {10 $\bar{1}1$ } [32].

Якість вирощуваних кристалів оксиду цинку досліджено за допомогою спектрів УФ-люмінесценції. При цьому характеристикою межі досконалості є півширина вузьких резонансних ліній катодолюмінесценції та їхня роздільна здатність. Досліджено кристали, отримані за різних технологічних параметрів процесу вирощування. Встановлено, що для цього сприятливими є підвищені температури (280—300 °C), невеликі (порядку 0,1—0,3 мм/добу) швидкості росту граней, що обумовлюються (в тому числі) перепадами температур ΔT у межах 40—60 °C (уздовж зовнішньої стінки автоклава), а також використання як розчинника водних розчинів КОН концентрацією 5—8 моль \cdot л $^{-1}$, які містять 1—1,5 моль \cdot л $^{-1}$ гідрооксиду літію.

З метою отримання високоомного матеріалу проведено термічну обробку зразків, вирізаних з кристалів оксиду цинку за різними кристалографічними

напрямами. Перед термообробкою вирощені в гідротермальних умовах монокристали ZnO орієнтувалися по площинах спайності та коноскопичній картині рентгенівським методом. Потім орієнтований монокристал закріплювали на столі розпилювального верстата і за заданою програмою розрізали алмазним диском на пластинки заданої орієнтації і необхідної товщини. З використанням стандартних абразивних мікропорошків під час контролю за допомогою рентгеногоніометра їх товщину і орієнтування доводили до заданих. За необхідності, використовуючи алмазні порошки, обробляли поверхні за 14 класом точності. Ці пластинки піддавали термічній обробці в середовищі карбонату літію за температури 700—800 °С. Карбонат літію готували у вигляді суспензії. Зразок кристала оксиду цинку поміщали в фарфоровий тигель, заповнений Li_2CO_3 , і встановлювали в муфельну піч з опором марки КО-14. За допомогою програмного терморегулятора РИФ-101 температуру в печі підтримували з точністю ± 10 °С. Швидкості нагрівання і охолодження, знайдені експериментально з урахуванням того, що в процесі нагрівання і охолодження не відбувалося руйнування зразків, становили відповідно 20 і 50 °/год. Після відпалу зразки механічно очищали від залишків Li_2CO_3 і труїли в соляній кислоті. Результати аналізу затверділого після відпалу розплаву карбонату літію, який контактував у процесі термічної обробки зразків ZnO, свідчать, що під час легування кристалів літієм відбувається їх одночасне зонне очищення від власних і сторонніх домішок, а саме: від надлишкового цинку порівняно зі стехіометрією і, наприклад, домішок заліза, захопленого кристалом у ході росту в гідротермальних умовах.

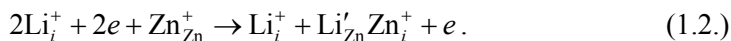
Відпалені зразки кристалів оксиду цинку досліджували оптичними методами. Їх питомий темновий опір вимірювали за допомогою тераметра типу Е-6-12 і моста Р-4052. Матеріалом для електродів слугувала індій-галієва паста або індій, що наносили за допомогою розпилення у вакуумі на попередньо протравлені в HCl і нагріті до 400 °С поверхні зразків кристалів ZnO. Вимірювання температурних залежностей питомого опору зразків $\rho_{11}(T)$ і $\rho_{33}(T)$ проводили в муфельній печі, в якій на кристалоутримувачі знаходився зразок. Електродами слугували платинові пластинки, щільно притиснуті до поверхні зразків. Температуру контролювали за допомогою хромель-алюмінієвих термопар із точністю ± 5 °С.

Діелектричні спектри відпалених зразків у діапазоні від 0,2 до 30 МГц досліджували на куметрі типу 271 фірми «Тесла». Для зменшення добротності п'єзоелектричних резонансів зразки злегка задемпфировано [19]. У зразків кристалів оксиду цинку, вирізаних із піраміди росту грані (0001) і паралельно їй, після відпалу при $T \approx 730$ °С протягом 50—100 год збільшився питомий опір ρ до 10^{10} — 10^{11} Ом · см. Аналогічна обробка зразків у пірамідах росту грані (000 $\bar{1}$), вирізаних паралельно грані (000 $\bar{1}$), не дала ніяких результатів — ρ практично не змінилося.

Як зазначалося, досить велика електропровідність гідротермальних кристалів оксиду цинку свідчить про те, що більшість атомів літію знаходиться в міжвузлях. У разі легування літієм відбувається дисоціативна дифузія [19] і за

1.2. Одержання та електрофізичні властивості монокристалів ZnO

великих концентрацій літію завжди виконується умова електронейтральності $Li_i^+ = Li'_{Zn}$, що є наслідком реакції [16, 33, 46]:



Значне збільшення електропровідності зразків спостерігають під час проведення високотемпературного відпалу кристалів ZnO у вакуумі або парах цинку [35—37, 41, 56, 57]. У відновлювальних умовах відбувається заповнення вакансій цинку, що призводить до появи літію в міжвузлях [33, 46].

У разі високотемпературного легування літієм в окиснювальній атмосфері провідність кристалів оксиду цинку успішно пригнічується. Можливість отримати провідність *p*-типу за рахунок введення в ZnO акцепторної домішки, роль якої відіграють дефекти типу Li_{Zn} , за звичайних температур реалізувати не вдається через велику концентрацію донорних дефектів [16, 41]. У процесі відпалу літій дифундує в кристал ZnO, а цинк та домішки, що його ізоморфно заміщують, наприклад залізо, дифундують із кристала до поверхні, де відбувається окиснення.

Вимірювання залежності темнового опору від температури зразків кристалів оксиду цинку, легованих літієм, дали змогу оцінити енергію активації енергетичних рівнів: 0,8 і 3,3 еВ [18]. Останнє значення збігається зі значенням ширини забороненої зони, енергія активації 0,8 еВ не узгоджується із результатами праці [46], що, мабуть, свідчить про складність процесів, які відбуваються в реальних кристалах ZnO із вмістом неконтрольованих домішок.

На підставі вивчення мікроскопічної структури літійового центру в ZnO створено його модель [16, 46], яка передбачає взаємодію цього центру з чотирма атомами кисню, що його оточують. Вивчення сталої анізотропної надтонкої взаємодії літійового парамагнітного центру в ZnO виявило ймовірність сильного локального викривлення кристалічної ґратки оксиду цинку [66].

Цікаві результати отримано під час дво- та триразового високотемпературного легування літієм монокристалів оксиду цинку. Повторний відпал у Li_2CO_3 на повітрі призводить до збільшення питомого опору ρ на 1-2 порядки величини, що можна пояснити утворенням багат шарової макроструктури, коли літій поступово дифундує в кристал і витісняє цинк до поверхні. Підтвердженням цього є той факт, що в ході експлуатації в умовах вакууму зразків ZnO, які використовуються як активні *p*-елементи, часто на їхній поверхні виявляють плівку, що змінює характеристики елемента. Плівка, мабуть, являє собою тонкий шар продифундованого до поверхні металевого цинку, який з часом на повітрі окиснюється або його можна видалити з поверхні зразка механічно. *p*-електричні характеристики елементів при цьому відновлюються до початкових значень.

Якщо пролегований літієм повторно зразок ZnO загартувати, то в ході оптичних досліджень побачимо розмитий екситонний спектр відбивання, що свідчить про велику дефектність кристалів, повну відсутність екситонної фотолюмінесценції, згасання зеленої й жовто-помаранчевої смуг, розгорання фіолетової смуги і появу домінуючої смуги випромінювання з максимумом в інтервалі 770—780 нм [28]. Приблизно через три доби смуга ІЧ-випроміню-

вання зникає. Ймовірно, центрами світіння при цьому є утворення, що виникають у процесі високотемпературного розупорядкування ґратки і не встигають її заповнити повністю під час загартування вакансій цинку. Рухливі іони літію, мабуть, поступово «заліковують» ці утворення, що призводить до старіння люмінофора.

Все це підтверджує запропоновану модель процесу легування літієм кристалів оксиду цинку та дає змогу визначити і найдосконаліші зони кристала ZnO, і найбільш дефектні, якими є піраміда зростання грані (0001), що характеризує порівняно високу електропровідність матеріалу — провідність $\sigma > 0,5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Під час вирощування кристалів оксиду цинку відбувається активування ZnO іншими домішками, а саме: Mn, Fe, Co, Ni, In і под. При цьому в кристалах створюються донорні центри, які можуть бути домішками як заміщення, так і впровадження, що формують з власними дефектами оксиду цинку складні асоціати. Так, типовим донором у ZnO є In, який утворює дефекти типу заміщення і збільшує електропровідність з'єднання [46].

1.3. Комбінаційне розсіювання світла

Спектроскопія комбінаційного розсіювання світла (КРС) є одним із найефективніших методів дослідження динаміки кристалічної ґратки монокристалів.

Проаналізувавши спектри КРС в поляризованому світлі, можна визначити частоти оптичних фононів центру зони Бріллюена, а вивчаючи спектри КРС другого порядку, можна отримати інформацію про всю зону Бріллюена [45, 48—53, 66—70].

Оксид цинку кристалізується в гексагональній структурі (вюртцита) з просторовою групою C_{6v}^4 (P_6mc) [16, 45]. На рис. 1.1 показано схему енергетичних зон у монокристалі оксиду цинку. Згідно з теоретико-груповим аналізом прогнозується дев'ять оптичних і три акустичних гілки. З дев'яти оптичних два коливання типу B не є активними ні в КРС, ні в ІЧ-поглинанні, два дворазово вироджені коливання типу E_1 і коливання A_1 є активними як в ІЧ, так і в КРС. Оскільки в ZnO між атомами здійснюється змішаний іонно-ковалентний зв'язок, то далекодієне кулонівське поле спричиняє розщеплення коливань типу E_1 і A_1 на поздовжні і поперечні складові. Частоти поперечних оптичних коливань E_1 і A_1 — відповідно $\nu_{T\perp}$ і $\nu_{T\parallel}$, а частоти поздовжніх коливань — $\nu_{L\perp}$ і $\nu_{L\parallel}$. У КРС проявляються шість коливань, які належать до центру зон Бріллюена. Геометрію розсіювання світла позначено чотирма індексами, що використовують просторову орієнтацію гексагонального кристала, коли вісь C збігається з віссю Z системи координат. Запис $X(Z\bar{Z})Y$ означає, що напрямок хвильового вектора збуджувального світла — X , напрямок хвильового вектора розсіяного світла — Y , а $(Z\bar{Z})$ відповідає орієнтації вектора напруженості поля E збуджувального і розсіяного світла. У табл. 1.1 наведено типи фононів для різних поляризацій і напрямків поширення, \parallel — поляризація фонона вздовж осі C , \perp — поляризація перпендикулярно до осі C .

1.3. Комбінаційне розсіювання світла

Рис. 1.1. Енергетичні зони ZnO, отримані на підставі параметрів табл. 1.1 [16]

Якщо фонон поширюється уздовж осі X , Y або Z (Z збігається з напрямком осі C), то спостерігаються тільки чисті поздовжні і чисті поперечні фонони, які добре визначаються характером симетрії кристала ZnO.

Згідно з табл. 1.1 у напрямку Z можна спостерігати три можливі моди коливань: T_{\perp} мода, поляризована в напрямку X , аналогічна T_{\perp} мода, поляризована в напрямку Y , і L_{\parallel} мода, поляризована в напрямку Z . Для звичайного і незвичайного променів можна записати співвідношення Ліддена—Сакса—Теллера (ЛСТ):

$$\varepsilon_{0\perp} = \varepsilon_{\infty\perp} \left(\frac{v_{L\perp}}{v_{T\perp}} \right)^2, \quad \varepsilon_{0\parallel} = \varepsilon_{\infty\parallel} \left(\frac{v_{L\parallel}}{v_{T\parallel}} \right)^2, \quad (1.3)$$

де $\varepsilon_{0\perp,\parallel}$ і $\varepsilon_{\infty\perp,\parallel}$ — статична і високочастотна діелектричні проникності за перпендикулярного і паралельного напрямків. Якщо електростатична взаємодія між системами домінує над анізотропією в межах близькодії, то розщеплення T — L в цьому випадку має бути більшим, ніж розщеплення A_1 — E_1 , тобто

$$|v_{L\parallel} - v_{T\parallel}|, |v_{L\perp} - v_{T\perp}| \gg |v_{L\parallel} - v_{L\perp}|, |v_{T\parallel} - v_{T\perp}|. \quad (1.4)$$

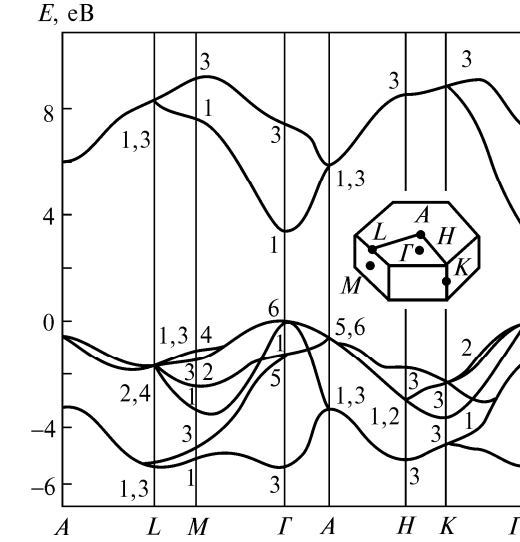
Якщо короткодійна (сильна) взаємодія домінує над далекодійною, то можна записати такі нерівності:

$$|v_{L\parallel} - v_{L\perp}|, |v_{T\parallel} - v_{T\perp}| \gg |v_{L\parallel} - v_{T\parallel}|, |v_{L\perp} - v_{T\perp}|. \quad (1.5)$$

ТАБЛИЦЯ 1.1

Типи фононів для різних поляризацій і напрямків поширення

Напрямок	Поляризація фононів		
	$X(E_1)$	$Y(E_1)$	$Z(A_1)$
X	L_{\perp}	T_{\perp}	T_{\parallel}
Y	T_{\perp}	L_{\perp}	T_{\parallel}
Z	T_{\perp}	T_{\perp}	L_{\parallel}



ТАБЛИЦЯ 1.2

Моди коливань у напрямку Z

Мода	ν , см^{-1}	Мода	ν , см^{-1}
E_2	101	$E_1(T)$	143
E_2	444	$A_1(L)$	579
$A_1(T)$	380	Квазі- $A_1(L)$	585
Квазі- $A_1(T)$	395	Квазі- $E_1(L)$	585
Квазі- $E_1(T)$	398	$E_1(L)$	591

Водночас розщеплення між модами симетрії A_1 і E_1 може набагато перевищувати розщеплення $L—T$. У табл. 1.2 наведено частоти основних оптичних мод, см^{-1} , для ZnO зі структурою вюртцита [68—71].

Тоді

$$\nu_{L\parallel} - \nu_{T\parallel} = 199 \text{ см}^{-1}, \quad \nu_{L\perp} - \nu_{T\perp} = 178 \text{ см}^{-1},$$

$$\nu_{L\parallel} - \nu_{L\perp} = 12 \text{ см}^{-1}, \quad \nu_{T\perp} - \nu_{T\parallel} = 33 \text{ см}^{-1}.$$

Ці дані свідчать про те, що в ZnO реалізується випадок, коли електростатична взаємодія між атомами гексагонального кристала домінує над ефектами близькодії [68—71].

На підставі теоретичних результатів для ϵ_∞ з урахуванням співвідношення ЛСТ розраховано $\epsilon_{\infty\parallel} = 8,63$ і $\epsilon_{0\perp} = 7,55$. У праці не вказано, за якої температури зареєстровано спектри КРС, які дали змогу отримати дані табл. 1.1 (хоча йшлося про охолодження зразків парами рідкого гелію).

У праці [70] монокристали ZnO досліджено за допомогою КРС з використанням аргонного і криптонового лазерів. Орієнтовані кристали розмірами $6 \times 3 \times 3$ мм вивчено в поляризованому світлі за кімнатної та азотної температур. У геометрії розсіювання $X(Z\bar{Z})Y$ активними є тільки поперечні коливання типу A_1 , тобто вони проявляються на частоті $\nu_{T\parallel}$. Мода A_1 проявляється за азотної температури на частоті 387 см^{-1} . Отже, в спектрі за $T = 298 \text{ К}$ смугою на частоті 380 см^{-1} є $\nu_{T\parallel}$. Це збігається з результатами праці [71, рис. 8], де $\nu_{T\parallel} = 380 \text{ см}^{-1}$, які, на думку авторів, відповідають температурам, близьким до кімнатної.

Отримано [70] такі дані: $\nu_{T\parallel} = 380 \text{ см}^{-1}$; $\nu_{L\parallel} = 574 \text{ см}^{-1}$; $\nu_{T\perp} = 405 \text{ см}^{-1}$; $\nu_{L\perp} = 592 \text{ см}^{-1}$.

Для коливань типу E_2 $\nu_1 = 99 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_2 = 430 \text{ см}^{-1}$. Розбіжності результатів зумовлені різним калібруванням спектрометрів і деякими неточностями під час визначення температури зразків за освітлення їх лазерним випромінюванням, а також іншими похибками експерименту. Зазначимо, що анізотропія частот поздовжніх і поперечних коливань у ZnO існує і відповідно дорівнює 12 і 33 см^{-1} [69, 71] або 18 і 25 см^{-1} [70].

1.4. Спектри поглинання і відбивання ZnO в ІЧ-діапазоні спектра

Спектри відбивання $R(\nu)$ монокристалів ZnO найдетальніше вивчено в праці [34] у діапазоні довжин хвиль 1—45 мкм і з концентрацією носіїв зарядів 10^{16} — $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Показано, що доброго узгодження експериментальних і теоретичних спектрів ІЧ-відбивання досягають за високочастотної діелектричної сталої $\epsilon_\infty = 2,0$ і статичної діелектричної сталої $\epsilon_0 = 8,15$, за поперечної оптичної моди з частотою $\nu_T = 414 \text{ см}^{-1}$. Внесок носіїв зарядів у оптичні сталі є істотним, якщо їхні концентрації більші ніж 10^{17} см^{-3} . Автори праці [34], використовуючи метод, подібний до методу, наведеного в [72], вимірювали ефективну масу носіїв заряду $m^* = 0,06m_e$. Спектри відбивання розраховано на базі класичної теорії для вільних носіїв зарядів і ґраткового осцилятора. Ефективний заряд іона становить $q^* = 1,06e$.

Спектри $R(\nu)$ отримано в процесі дослідження монокристалів розміром $1 \times 0,1 \times 0,01 \text{ см}$ після оптичного полірування і травлення в HF. Більшість кристалів мають високу концентрацію електронів. Проте вплив вільних носіїв зарядів на $R(\nu)$ зведено до мінімуму дифузією літію. Зразки, які використовуються для визначення ефективної маси носіїв заряду, контролювалися за концентрацією носіїв зарядів за допомогою ефекту Холла. На рис. 1.2 показано спектр відбивання монокристала ZnO при $T = 300 \text{ К}$ у неполяризованому світлі (точки) [34]. Неперервну криву обчислено за таких параметрів моделі:

$$\left(\frac{4\pi^2 n_0 e^2}{m^*} \right) = 5,1 \cdot 10^{25}, \quad \gamma = 3,1 \cdot 10^{11} \text{ с}, \quad \nu_T = 414 \text{ см}^{-1} \text{ при } \epsilon_0 = 8,15.$$

Оскільки ZnO має структуру типу вюртциту [16], можна очікувати коливання у кристалах двох власних частот $\nu_{T\perp}$ і $\nu_{T\parallel}$. Автори [34] стверджують, що, досліджуючи випадок звичайного і незвичайного променів, не виявили розбіжностей в цих частотах (з точністю до 0,1 мкм). За допомогою співвідношення ЛСТ визначено поздовжню оптичну моду $\nu_L = 591 \text{ см}^{-1}$. Коефіцієнт поглинання вимірювали в діапазоні 5—40 мкм за спектрами пропускання тонких зразків ZnO (рис. 1.3). Розрахунок коефіцієнта поглинання K у цьому діапазоні за параметрів моделі, отриманої на підставі результатів дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-поглинання, добре збігається з експериментальними спектрами. Основне поглинання спостерігається в смузі з максимумом на довжині хвилі 24,2 мкм ($\nu_T = 414 \text{ см}^{-1}$). Крім того, присутні дві смуги поглинання при 11,4 мкм і 10,2 мкм, які пояснюються відповідно проявою суми двох поперечних фононів і комбінацією поперечного та поздовжнього оптичних фононів. Про наявність анізотропії частот оптичних фононів у ZnO засвідчено в [33,

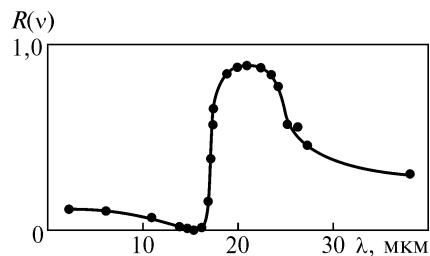


Рис. 1.2. Спектр відбивання $R(\nu)$ ZnO у неполяризованому світлі: точки — експериментальні дані; лінія — розрахункові дані [33, 46]

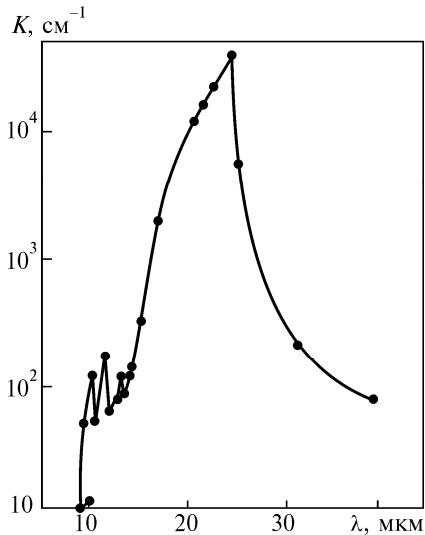


Рис. 1.3. Спектри ґраткового поглинання $K(\lambda)$ у діапазоні «залишкових променів» ZnO [33, 46]. Позначення такі самі, як на рис. 1.2

46], де на підставі ІЧ-вимірювання отримано $\nu_{T\parallel} = 377 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{T\perp} = 409 \text{ см}^{-1}$, а з використанням співвідношення ЛСТ — $\epsilon_{0\parallel} = 8,8 \pm 0,4$, $\epsilon_{0\perp} = 7,8 \pm 0,3$.

Таким чином, залежно від методу отримання частоти поперечного оптичного фону $\nu_{T\parallel}$ вона змінюється від 377 [33, 46] до 380 см^{-1} [70, 71]; ці значення досить добре узгоджуються між собою. Розбіжності між частотами $\nu_{T\perp}$, отриманими методами КРС, є суттєвішими: від $\nu_{T\perp} = 405 \text{ см}^{-1}$ [70] до $\nu_{T\perp} = 412 \text{ см}^{-1}$ [71]. Можливо, це пов'язано з різними температурами, за яких проводилися вимірювання.

Так, у табл. 1.2 [71] показано, що внаслідок зміни температури зразка від 25 до 298 К змінюються частоти поперечних і поздовжніх фонових на 4—6 см^{-1} .

Різними є також значення для статичної і високочастотної діелектричних проникностей: від 7,5 до 12 для $\epsilon_{0\perp,\parallel}$ і від 2 до 4 для $\epsilon_{\infty\perp,\parallel}$.

1.5. Визначення ефективної маси електронів ZnO оптичними методами

Вільні носії зарядів у ZnO впливають на дійсну і уявну частини коефіцієнта заломлення в ІЧ-діапазоні спектра. У ковалентних напівпровідниках (наприклад, германій і кремній) детально теоретично та експериментально вивчено поглинання ІЧ-випромінювання на вільних носіях зарядів. В. Спітцер і У. Фан показали, що за умови $\nu\tau > 1$ можна знайти значення ефективної маси, не знаючи час релаксації носіїв зарядів τ під час дослідження залежності сприятливості від довжини хвилі випромінювання [72]. З огляду на величини діелектричної сприятливості, отримані зі спектрів відбивання, визначили ефективні маси різних напівпровідників, які добре узгоджуються з даними щодо циклотронного резонансу.

Взаємодію випромінювання з вільними носіями зарядів для оксиду цинку досліджено в працях [46, 73—77]. У [73] вивчено леговані індієм монокристали ZnO з концентрацією електронів $(1\text{—}5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. З оптичних досліджень отримано значення ефективної маси електронів $m_{\text{опт}} = (0,265 \pm 0,015)m_e$, де m_e — маса вільного електрона. Проаналізувавши екситонні спектри і краї фундаментального поглинання, не виявили анізотропії ефективної маси в наближенні воднеподібної моделі.

У праці [76] за фарадеївським обертанням площини поляризації випромінювання оцінено поперечну ефективну масу електронів. На високих частотах

1.5. Визначення ефективної маси електронів ZnO оптичними методами

вона становить $0,24m_e$; для низької частоти так звана поляронна ефективна маса $m_{\perp}^{(p)}$ дорівнює $0,29m_e$. Дані проаналізовано на підставі простої моделі Друде. Вважається, що поляронні ефекти інтенсивно відбуваються під час взаємодії випромінювання з вільними носіями в діапазоні частот, близьких до частоти поздовжнього оптичного фонона і менших, ніж вона; у праці [76] $\nu_L = 590 \text{ см}^{-1}$, що відповідає симетрії E_1 типу для монокристалів оксиду цинку [71]. Іншими словами, взаємодія з випромінюванням збуджує коливання перпендикулярно до орієнтації осі C :

$$\frac{m_{\perp}^{(p)}}{m^*} \left(1 - \frac{\alpha}{\sigma} \right)^{-1},$$

де

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{m^*}{2\hbar\nu_L} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty\perp}} - \frac{1}{\epsilon_{0\perp}} \right). \quad (1.6)$$

Для ZnO

$$\alpha = 2 \left(\frac{m^*}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

оскільки

$$\frac{m^*}{m_e} = 0,24, \quad \alpha \approx 1, \quad m_{\perp}^{(p)} = (0,29 + 0,02)m_e. \quad (1.8)$$

Корисні результати отримано в працях [46, 59], де досліджували ефект Холла у легovanому ZnO. При $n_0 \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $T = 300 \text{ К}$ холлівська рухливість електронів $\mu = 180 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. У рамках воднеподібної моделі дрібного донора отримано ефективну масу електрона $m^{(H)} = 0,27m_e$ на підставі даних холлівських вимірювань, при цьому передбачається, що поляронна маса електрона $m^{(p)} = m^{(H)}$, тоді як «дрейфова» ефективна маса $m^* = 0,23m_e$.

Найбільш докладно і комплексно питання анізотропії ефективної маси електронів вивчали в праці [75]. Досліджено зєсманівське розщеплення, коли переходи $1s \rightarrow 2p$ спостерігаються в далекому ІЧ-діапазоні при 48 і 58 см^{-1} . Досліджено також циклотронний резонанс. Із останніх вимірів на частотах $30, 45,5$ та $51,2 \text{ см}^{-1}$ за температури $T = 5 \text{ К}$ отримали $m_{\parallel}^* = 0,28m_e$ і $m_{\perp}^* = 0,24m_e$. Згідно з даними щодо зєсманівського розщеплення рівнів $m^* = 0,3m_e$ при $H \parallel C$ і $m^* = 0,34m_e$ при $H \perp C$ для дрібних домішок при $T = 1,3 \text{ К}$. Розбіжності в даних автори пов'язують із необхідністю розвитку теоретичної моделі дрібних домішок, що досі послідовно не зроблено.

Аномально малою виявилася ефективна маса електронів — $m^* = 0,06m_e$ [34]. Автори досліджували спектри відбивання в діапазоні «залишкових променів» монокристалів ZnO з концентрацією електронів $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $n_0 = 3,7 \times 10^{17} \text{—} 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Концентрацію електронів отримано з незалежних експериментів щодо ефекту Холла, а значення ефективної маси оцінено за даними

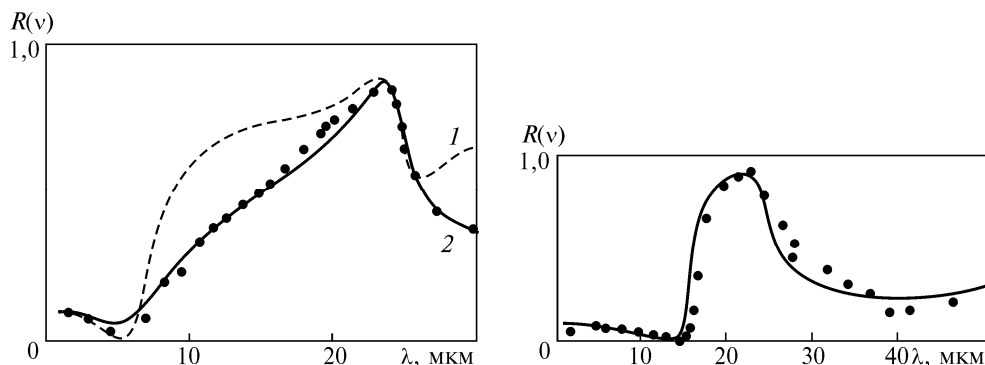


Рис. 1.4. Спектри відбивання $R(\nu)$ сильно легованого ZnO [34]:

точки — експериментальні дані; 1 — розрахункові дані при $\tau = 1,29 \cdot 10^{-14}$ с; 2 — розрахункові дані при $\tau = 0,51 \cdot 10^{-14}$ с, випромінювання не поляризоване, $n_0 = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $m^* = 0,06m_e$

Рис. 1.5. Спектр відбивання $R(\nu)$ ZnO за концентрації електронів $n_0 = 3,7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ [34]:

точки — експериментальні дані; лінія — розрахункові дані при $m^* = 0,06m_e$ і $\tau = 5 \cdot 10^{-14}$ с

мінімуму відбивної здатності у діапазоні 6 мкм. Експериментально в поляризованому світлі в разі орієнтації вектора напруженості електричного поля $E \perp C$ і $E \parallel C$ (рис. 1.4, 1.5) не виявлено відмінностей в значеннях ефективної маси за заданих орієнтацій в межах експериментальних похибок, хоча точність вимірювання не було обумовлено.

Таким чином, наведені дані свідчать про те, що ефективна маса електрона дорівнює $0,24m_e$ — $0,34m_e$ [73—79], а дані $m^* = 0,06m_e$, наведені в [34], є неточними. Внаслідок поляритонних ефектів залежно від методу реєстрації проявляються різні значення m^* від 0,24 до 0,29. Питання про анізотропію ефективної маси електрона залишається в певній мірі відкритим.

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

Проаналізувавши спектри ІЧ-відбивання і КРС монокристалів оксиду цинку, дійшли висновку, що на підставі даних дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-відбивання в діапазоні «залишкових променів» можна одержати взаємно узгоджені результати про оптичні параметри кристала в заданому діапазоні частот. Під час розрахунку спектрів відбивання $RT(\nu)$ використовували параметри одноосциляторної моделі, подані в табл. 1.3.

Т А Б Л И Ц Я 1.3

Взаємоузгоджені параметри одноосциляторної математичної моделі монокристала ZnO

ZnO	ϵ_0	ϵ_∞	ν_T , см ⁻¹	ν_L , см ⁻¹
$E \perp C$	8,1	3,95	412	591
$E \parallel C$	9,0	4,05	380	570

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

Тут ставилася задача за точнішими даними для $\nu_{T\perp\parallel}$, $\nu_{L\perp\parallel}$ і $\varepsilon_{\infty\perp\parallel}$ розрахувати спектри ІЧ-відбивання в діапазоні «залишкових променів» слабо і сильно легованих монокристалів оксиду цинку за орієнтації $E \perp C$ і $E \parallel C$, одержаних гідротермальним методом (п. 1.2), і на підставі порівнянь експериментальних і теоретичних спектрів $RE(\nu)$ та $RT(\nu)$ отримати низку оптичних параметрів монокристалів ZnO за зазначених орієнтацій [1, 33, 78, 79]. Розраховуючи спектри відбивання на підставі даних дисперсійного аналізу, використовували досвід порівняння експериментальних і теоретичних спектрів відбивання $R(\nu)$ карбиду кремнію [80—83], який також належить до просторової групи вюртциту $P6_3mc$, як і ZnO [1]. Однак структура енергетичних зон ZnO, як показано на рис. 1.1, є простішою. Мінімум зони провідності знаходиться над максимумом валентної зони на лінії Γ у ZnO, і ширина забороненої зони E_g дорівнює 3,43 еВ [16, 84—89]. Можна очікувати, що дані КРС для ν_T і ν_L , підтверджені збігом значень, є надійнішими. Такими виявилися значення $\nu_{T\parallel} = 380 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{L\perp} = 591 \text{ см}^{-1}$. Для $\nu_{T\perp}$ використано середнє значення $\nu_{T\perp} = 412 \text{ см}^{-1}$ і розраховано $\nu_L = 570 \text{ см}^{-1}$. Ці дані з точністю до 4 см^{-1} узгоджуються з літературними даними, наведеними в п. 1.4. Вибір величини високочастотної діелектричної проникності зроблено на точних вимірах показника заломлення у видимому діапазоні [1, 90—92] з орієнтацією на результати, наведені в п. 1.3, 1.4. Величину $\varepsilon_{0\perp\parallel}$ отримано в разі використання співвідношення ЛСТ і порівняння спектрів $R(\nu)$ відбивання $RE(\nu)$ і $RT(\nu)$.

Порівняння теоретичних та експериментальних спектрів відбивання проведено за методикою, описаною в [1].

Залежність величини діелектричної проникності від частоти в області плазмон-фононної взаємодії подано у вигляді формули Гельмгольца—Кеттлера [1]:

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty + \varepsilon_f + \varepsilon_p,$$

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_\infty(\nu_L^2 - \nu_T^2)}{\nu_T^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_f} - \frac{\varepsilon_\infty\nu_p^2}{\nu(\nu + i\nu\gamma_p)}, \quad (1.9)$$

де ε_f — внесок у величину комплексної діелектричної проникності активних оптичних фононів з частотами ν_T і ν_L ; ε_p — внесок у $\varepsilon(\nu)$ вільних носіїв зарядів.

Спектри ІЧ-відбивання $RT(\nu)$ розраховано за формулами, що враховують внесок у відбивання об'ємних фононів і плазмонів:

$$RT(\nu) = \frac{\left\{ (K_0)^{\frac{1}{2}} - \left[2 \left((K_0)^{\frac{1}{2}} + \varepsilon_1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} + 1 \right\}}{\left\{ (K_0)^{\frac{1}{2}} + \left[2 \left((K_0)^{\frac{1}{2}} + \varepsilon_1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} + 1 \right\}}. \quad (1.10)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{A + B(1 - y_1)}{[(1 - y_1)^2 + Dy_1]} - \frac{A}{(D_p + x_1)},$$

$$\varepsilon_2 = \frac{B(Dy_1)^{\frac{1}{2}}}{[(1 - y_1)^2 + Dy_1]} + \frac{A\left(\frac{D_p}{x_1}\right)^{\frac{1}{2}}}{(D_p + x_1)},$$

$$K_0 = \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2, \quad A = \varepsilon_0, \quad B = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty, \quad y_1 = \left(\frac{\nu}{\nu_T}\right)^2, \quad D = \left(\frac{\gamma_f}{\nu_T}\right)^2,$$

$$D_p = \left(\frac{\gamma_p}{\nu_p}\right)^2, \quad x_1 = \left(\frac{\nu}{\nu_p}\right)^2,$$

де ε_∞ , ε_0 — високочастотна і статична діелектричні проникності; ν_T , ν_L — частоти поперечних і поздовжніх оптичних фононів; ν_p — частота плазмових коливань зони провідності; γ_f і γ_p — коефіцієнти затухання фононів і плазмонів; ν — частота ІЧ-випромінювання.

Експериментальні спектри ІЧ-відбивання в діапазоні частот 200—4000 см^{-1} виміряно за допомогою спектрометра SPECORD-M80 і приставки для відбивання з використанням еталонного дзеркала. Значення коефіцієнтів відбивання отримано з точністю 1—2 %. Монокристали ZnO являють собою прямокутні паралелепіпеди ($10 \times 8 \times 8$ мм) з гранями, що дає змогу вимірювати $R(\nu)$ при $E \perp C$ і $E \parallel C$. Деталі приготування монокристалів і їх обробку описано в п. 1.2. Спектри $R(\nu)$ записані з поляризатором зі ступенем поляризації $P = 0,98$.

На рис. 1.6 наведено експериментальні (1) і розрахункові (2—5) спектри ІЧ-відбивання $RE(\nu)$ і $RT(\nu)$ у діапазоні частот 200—4000 см^{-1} . Крива 1 відповідає $RE(\nu)$ при $E \perp C$ для монокристала Ц02-3. Криві 2—5 отримано за параметрів одноосциляторної моделі (табл. 1.3). Величини $\nu_p = \gamma_p = 5 \text{ см}^{-1}$ означають практично повну відсутність носіїв зарядів у монокристалі ZnO. Варіюваним параметром є затухання поперечного оптичного фонона. Результати порівняння спектрів 1 і 3 свідчать, що в максимумі та в більшості експериментальних точок вони близькі. Максимальною є відмінність спектрів на частотах 400—480 см^{-1} . Крім того, зареєстровано спектральний мінімум $RE(\nu)$ на частоті 504 см^{-1} . У працях [1, 73—76] показано, що подібні відмінності в спектрах на частотах 400—480 см^{-1} пов'язані з наявністю поверхневих дефектів, які виявляються в спектрах $RE(\nu)$ на частотах, близьких до частоти ν_T . Зареєстрований на частоті 504 см^{-1} спектр у спектрах КРС не спостерігали [69—71]. Крива 3 відповідає моделі осцилятора кристала ZnO з коефіцієнтом затухання 10—12 см^{-1} . Провівши ретельне порівняння $R(\nu)$ при поляризаціях $E \perp C$ і $E \parallel C$, бачимо, що максимумами відбивання для зразка Ц02-3 збігаються.

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

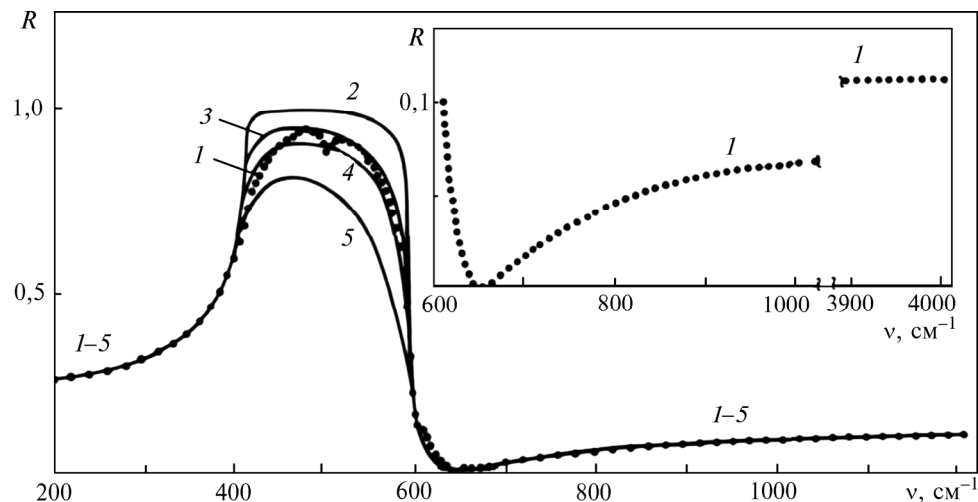


Рис. 1.6. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \perp C$:

I — зразок ЦО2-3, оброблений за 14 класом точності (п. 1.2). Розрахункові спектри $RT(\nu)$ отримано за даними табл. 1.3: 2 — $\nu_p = \gamma_p = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\gamma_f = 10 \text{ см}^{-1}$; 4 — $\gamma_f = 15 \text{ см}^{-1}$; 5 — $\gamma_f = 30 \text{ см}^{-1}$. На вставці — $RT(\nu)$ ЦО2-3 при $E \perp C$ (збільшено в 5 разів)

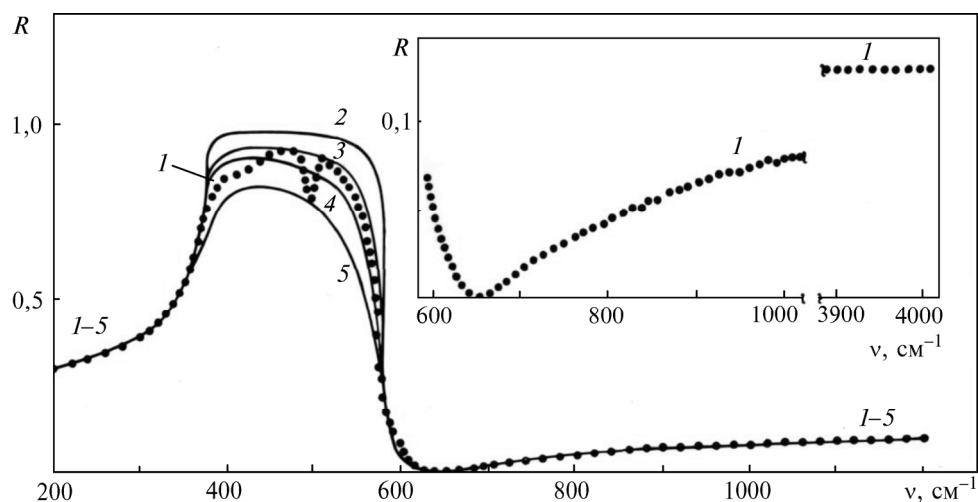


Рис. 1.7. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \parallel C$:

I — зразок ЦО2-3, оброблений за 14 класом точності. Розрахункові спектри $RT(\nu)$ отримано при $E \parallel C$ і за даними табл. 1.3: 2 — $\nu_p = \gamma_p = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\gamma_f = 10 \text{ см}^{-1}$; 4 — $\gamma_f = 15 \text{ см}^{-1}$; 5 — $\gamma_f = 30 \text{ см}^{-1}$. На вставці — $RT(\nu)$ ЦО2-3 при $E \parallel C$ (збільшено в 5 разів)

На рис. 1.7 наведено експериментальний (I) і розрахункові спектри $R(\nu)$ ZnO при $E \parallel C$. Експериментальний спектр $RE(\nu)$ зразка ЦО2-3 найкраще узгоджується зі спектром (крива 3), для якого $\gamma_f = 10 \text{ см}^{-1}$. У спектрах на частотах $380\text{—}520 \text{ см}^{-1}$ є відмінності. Спектр на частоті 504 см^{-1} при $E \parallel C$ значно кон-

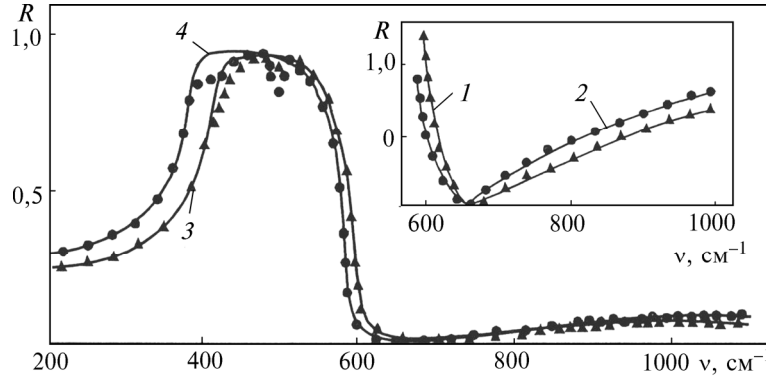


Рис. 1.8. Залежності $R(v)$ ZnO при $E \perp C$ і $E \parallel C$:

експериментальні дані: 1 — ЦО2-3 при $E \perp C$; 2 — $E \parallel C$; розрахункові дані: 3 — $E \perp C$: $\nu_p = 90 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 150 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,29 \cdot 10^{-2}$; 4 — $E \parallel C$: $\nu_p = 100 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 170 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,29 \cdot 10^{-2}$.
На вставці — $R(v)$ збільшено в 5 разів

трастніший, а форма $R(v)$ при $E \parallel C$ в інтервалі $380\text{—}400 \text{ см}^{-1}$ дещо відрізняється від $R(v)$ при $E \perp C$. При $\nu_p = \gamma_p = 5 \text{ см}^{-1}$ спостерігається недостатнє узгодження даних розрахунку і експерименту в діапазоні $520\text{—}600 \text{ см}^{-1}$, що природно пов'язано з відсутністю внеску вільних електронів у $\epsilon(v)$.

На рис. 1.8 експериментальні спектри $RE(v)$ ЦО2-3 при $E \perp C$ і $E \parallel C$ наведено поряд. На ЕОМ варіювали частоту і затухання плазмонів, які безпосередньо пов'язані з концентрацією носіїв зарядів і часом їх затухання τ_p , оскільки $\gamma_p = 1/\tau_p$. Середнє квадратичне відхилення δ для цих випадків дорівнює $0,29 \cdot 10^{-2}$, тобто $\sim 0,3 \%$. На рис. 1.8 чітко зареєстровано анізотропію оптичних властивостей «залишкових променів», відмінність при $E \perp C$ і $E \parallel C$ спостерігається в околі мінімуму $R(v)$ (рис. 1.8, вставка) для одного і того самого зразка ЦО2-3. Оскільки плазмові частоти виявилися невеликими — $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\parallel} = 100 \text{ см}^{-1}$, варто дослідити зразки з вищою концентрацією електронів, бо на слабо легovanому зразку перевіряли параметри з табл. 1.3.

На рис. 1.9 крива 1 — це експериментальний спектр відбивання $RE(v)$ зразка ZnO ЦО1-3 із вищою концентрацією електронів при $E \perp C$. Порівняння розрахункового та експериментального спектрів $R(v)$ (крива 1, 2) дало змогу оцінити величини $\nu_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 280 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$ з відхиленням $\delta = 0,3 \cdot 10^{-2}$. Як показано на рис. 1.9, криві 1, 3, внесок плазмонів необхідно враховувати.

На рис. 1.10 наведено результати порівняння експериментального і розрахункового спектрів $R(v)$ ZnO для зразка ЦО1-3 при $E \parallel C$. Отримано параметри $\nu_{p\parallel} = 250 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\parallel} = 13 \text{ см}^{-1}$ з відхиленням $\delta = 0,3 \cdot 10^{-2}$.

На рис. 1.11 крива 3 — спектр відбивання $RE(v)$ (зразок Ц09) монокристала ZnO при $E \perp C$ і $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Розрахункові дані $RT(v)$ (4) добре узгоджуються з експериментальними даними (3). У разі точності збігу $\delta = 0,3 \cdot 10^{-2}$ при $\nu_{p\perp} = 2115 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 1480 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\perp} = 40 \text{ см}^{-1}$. Точки 1 на кривій 2 відповідають кристалу (зразок ЦС1М) ZnO з $n_0 = 4,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ у разі відхилення $\delta = 0,002$ $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 1020 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\perp} = 14 \text{ см}^{-1}$.

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

На рис. 1.12, *a* (крива 1) показано експериментальний спектр відбивання $RE(\nu)$ сильно легованого монокристала ZnO (зразок Ц06-Б) при $E \perp C$. Порівняння розрахункового і експериментального спектрів $R(\nu)$ (крива 1, 2) дало змогу визначити параметри: $\nu_{p\perp} = 420 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 406 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\perp} = 21 \text{ см}^{-1}$ з відхиленням $\delta = 0,31 \cdot 10^{-2}$.

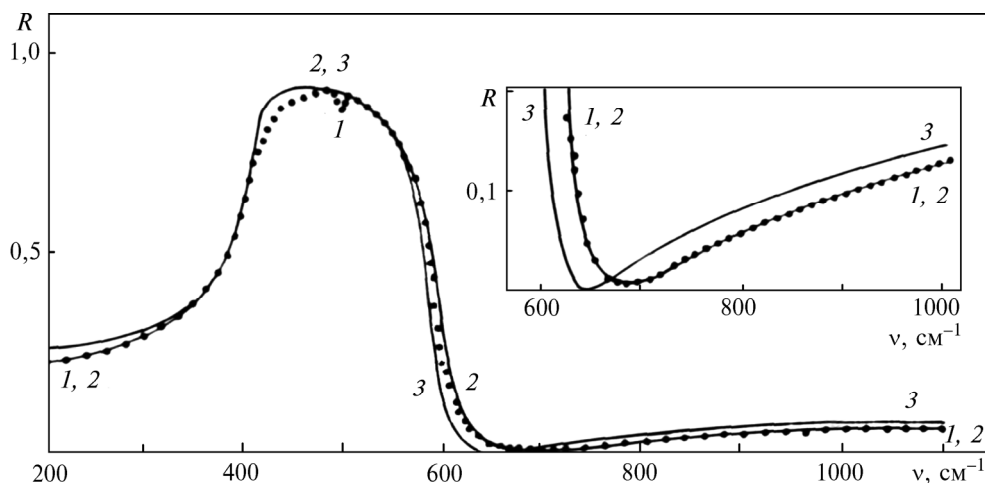


Рис. 1.9. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \perp C$:

експериментальні дані: 1 — зразок Ц01-3 (точки); розрахункові дані: 2 — $\nu_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 280 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,3 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\nu_{p\perp} = \gamma_{p\perp} = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$. На вставці — $R(\nu)$ збільшено в 5 разів

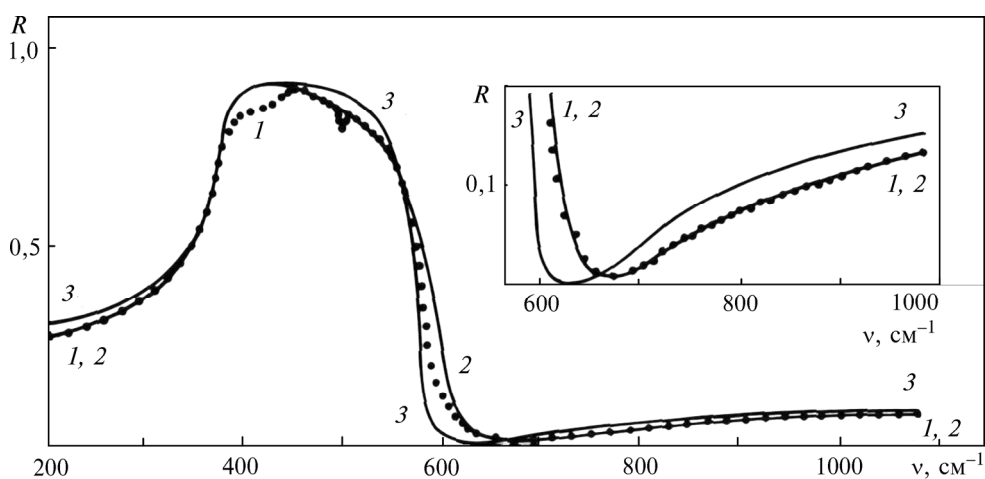


Рис. 1.10. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \parallel C$:

експериментальні дані: 1 — зразок Ц01-3 (точки); розрахункові дані: 2 — $\nu_{p\parallel} = 250 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\parallel} = 13 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,36 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\nu_{p\parallel} = \gamma_{p\parallel} = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\parallel} = 13 \text{ см}^{-1}$. На вставці — $R(\nu)$ збільшено в 5 разів

На рис. 1.12, б наведено результати порівняння експериментального і розрахункового спектрів відбивання $R(\nu)$ монокристала ZnO (зразок ЦО6-Б) при $E \parallel C$. Отримано параметри: $\nu_{p\parallel} = 480 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\parallel} = 350 \text{ см}^{-1}$ при $\gamma_{f\parallel} = 21 \text{ см}^{-1}$ з відхиленням $\delta = 0,32 \cdot 10^{-2}$.

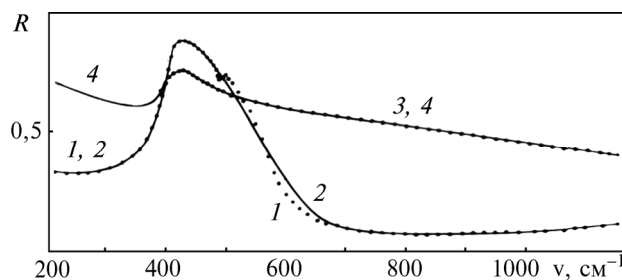


Рис. 1.11. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \perp C$: експериментальні дані: 1 — зразок ЦС1М (точки); розрахункові дані: 2 — $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 1020 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 14 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\nu_{p\perp} = \gamma_{p\perp} = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$. Зразок ЦО9: 3 (точки) — експериментальні дані; розрахункові дані: 4 — $\nu_{p\perp} = 2115 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 1480 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 40 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,19 \cdot 10^{-2}$

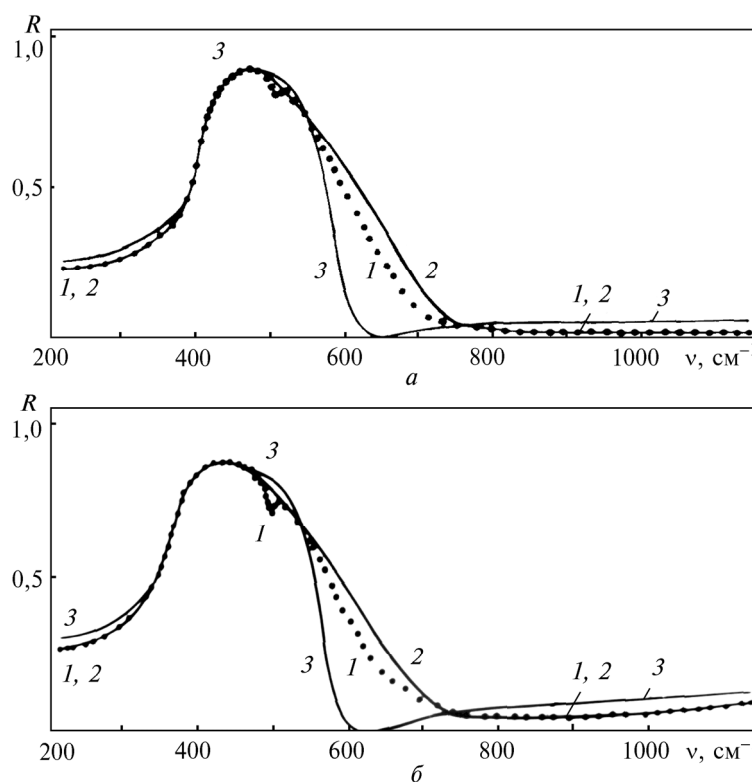


Рис. 1.12. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $E \perp C$ (а) і $E \parallel C$ (б): експериментальні дані: 1 — зразок ЦО6-Б (точки); розрахункові дані: а — 2 — $\nu_{p\perp} = 420 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 406 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 21 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,31 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\nu_{p\perp} = \gamma_{p\perp} = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 21 \text{ см}^{-1}$; б — 2 — $\nu_{p\parallel} = 480 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 350 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\parallel} = 21 \text{ см}^{-1}$, $\delta = 0,32 \cdot 10^{-2}$; 3 — $\nu_{p\parallel} = \gamma_{p\parallel} = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\parallel} = 21 \text{ см}^{-1}$

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

Під час розрахунку коефіцієнта відбивання $RT(\nu)$ в області плазмон-фононної взаємодії виявилося, що на інтервалі $480\text{--}680\text{ см}^{-1}$ крива $RT(\nu)$ є найбільш чутливою до зміни ν_p і γ_p . Так, криву 3 (рис. 1.12 а, б) розраховано для $E \perp C$ і $E \parallel C$ при $\nu_{p\perp\parallel} = \gamma_{p\perp\parallel} = 5\text{ см}^{-1}$, і зміна $\gamma_{f\perp\parallel}$ впливає на коефіцієнт відбивання $RT(\nu)$ в околі максимуму.

Необхідно безпосередньо порівняти спектри відбивання слабо і сильно легованих зразків $RE_{\perp}(\nu)_1$ ЦО2-3 і ЦО1-3 при $E \perp C$ (рис. 1.13) відносно спектра нелегованого зразка $RE_{\perp}(\nu)_2$ (рис. 1.13) при $E \parallel C$ (рис. 1.14). Для цього отримано відношення $R_{\perp}(\nu)_1/R_{\perp}(\nu)_2$ для зразків ЦО2-3 і ЦО1-3 (рис. 1.13, криві 1 і 2). У ході порівняння використано спектр для $RT_{\perp}(\nu)_2$ із параметрами з табл. 1.3 і $\nu_p = \gamma_p = 5\text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11\text{ см}^{-1}$.

На рис. 1.13 і 1.14 відображено максимальну чутливість такого приведення спектрів у околі мінімуму відбивання в діапазоні $600\text{--}700\text{ см}^{-1}$, яка значно перевищує точність експерименту в цій зоні. Для реєстрації спектрів $RE(\nu)$ в околі мінімуму використано спеціальну еталонну програму для спектрометра SPECORD-M80, яка дала змогу виміряти малі значення коефіцієнта відбивання $RE(\nu) \sim 0,01$ із вказаною вище точністю $1\text{--}2\%$ (рис. 1.8—1.10, а). Спектри максимально розрізняються на частотах $620\text{--}640\text{ см}^{-1}$ за різних концентрацій електронів у зразках. Істотні зміни $RE(\nu)$ спостерігаються в діапазоні $700\text{--}1100\text{ см}^{-1}$. Відхилення від 1,0 для $RE(\nu)$ в інтервалі $200\text{--}580\text{ см}^{-1}$ менш помітно. На рис. 1.13 у діапазоні $400\text{--}600\text{ см}^{-1}$ проявляються неоднорідності спектра, пов'язані, ймовірно, з обробкою поверхні зразків.

Анізотропію в поведінці слабо і сильно легованих зразків показано на рис. 1.15, криві 1 і 2 відповідають відношенню $RE_{\perp}(\nu)/RE_{\parallel}(\nu)$ зразків ЦО2-3 і ЦО1-3. Характерні особливості анізотропії властивостей ґратки проявляються на частотах $200\text{--}560\text{ см}^{-1}$ і $700\text{--}1100\text{ см}^{-1}$, де форми кривих 1 і 2 подібні. Чітко зареєстроване відхилення кривої 1—2 у діапазоні $580\text{--}660\text{ см}^{-1}$ пов'язане з різницею концентрацій електронів, з одного боку, та з анізотропією властивостей плазми носіїв зарядів, з іншого. Анізотропія оптичних властивостей

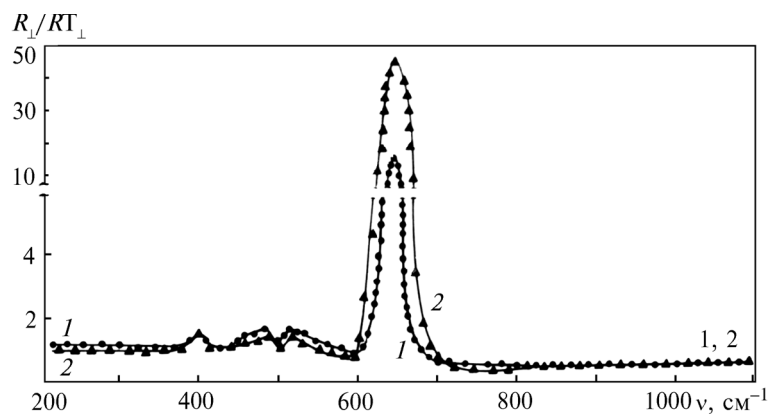


Рис. 1.13. Відношення експериментального спектра $RE(\nu)$ ZnO при $E \perp C$ ЦО2-3 (1) і ЦО1-3 (2) до розрахункового спектра $RT(\nu)$ при $\nu_p = \gamma_p = 5\text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11\text{ см}^{-1}$

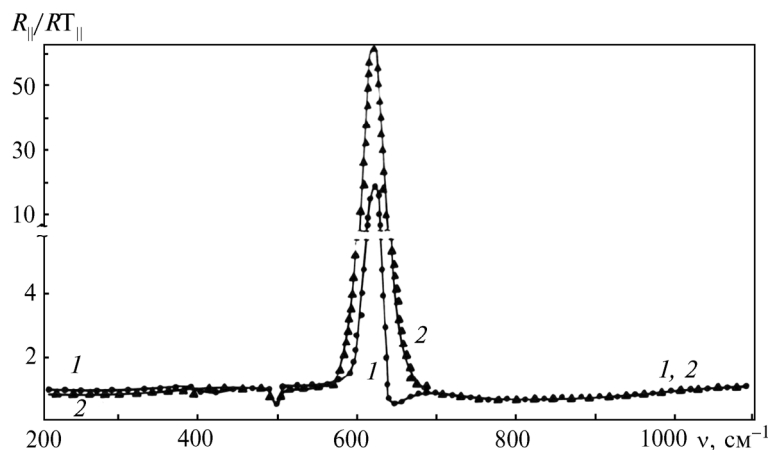


Рис. 1.14. Відношення експериментального спектра $RE(\nu)$ ZnO при $E \parallel C$ ЦО2-3 (1) і ЦО1-3 (2) до розрахункового спектра $RT(\nu)$ при $\nu_p = \gamma_p = 5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$

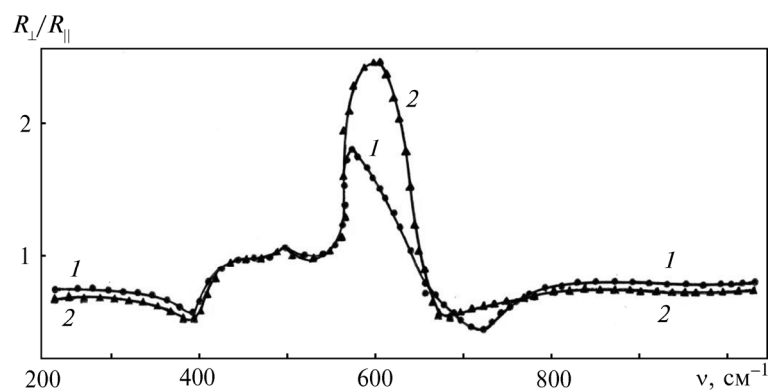


Рис. 1.15. Відношення експериментальних спектрів $RE_{\perp}(\nu)/RE_{\parallel}(\nu)$:
1 — ЦО2-1; 2 — ЦО1-3

плазмонів проявляється в різних значеннях для ν_p і γ_p при $E \perp C$ і $E \parallel C$ для слабо і сильно легованих зразків. Як бачимо з розрахунків, для зразка ЦО2-3 за $E \perp C$ $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 150 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$. Це свідчить, що при $T = 300 \text{ К}$ значення рухливості електронів $\mu_L = 150 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ і питомої електропровідності $\sigma_0 = 22 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, які отримано методом дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-відбивання. Для орієнтації $E \perp C$, з огляду на літературні дані, найдостовірнішим здається значення для ефективної маси електронів $m^* = 0,26m_e$. За такого її значення оцінка концентрації електронів n_0 плазмовою частотою дорівнює $9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для ЦО2-3. З урахуванням анізотропії плазмових частот: $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\parallel} = 100 \text{ см}^{-1}$ отримано поздовжню оптичну ефективну масу $m_{\parallel}^* = 0,21m_e$.

Аналогічні результати на підставі експериментальних даних для досліджуваних зразків подано в табл. 1.4.

1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO

ТАБЛИЦЯ 1.4

Електрофізичні параметри монокристалів ZnO,
вирощених гідротермальним методом

Зразок	$n_0, \text{см}^{-3}$	$\mu_L, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$\sigma_0, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$		m_{\parallel}^*	$m_{\perp}^* / m_{\parallel}^*$
		$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$		
ZO2-3	$9,3 \cdot 10^{16}$	150	167	22	25	0,21	1,23
ZO1-3	$6,6 \cdot 10^{17}$	80	96	85	101	0,23	1,13
ZO6-B	$2,0 \cdot 10^{18}$	74	50	237	243	0,22	1,18
ZC1M	$4,2 \cdot 10^{18}$	2,2	—	148	—	—	—
ZO9	$5,0 \cdot 10^{19}$	1,5	—	1250	—	—	—

ТАБЛИЦЯ 1.5

Параметри моделювання
осцилятора на частоті 504 см^{-1}
для монокристала ЦО2-3

Орієнтація	ν_m^*	$\Delta\epsilon^*$	γ^* / ν_m^*
$E \perp C$	504	0,026	0,0158
$E \parallel C$	504	0,04	0,0182

Узгодження теорії з експериментом на частоті 504 см^{-1} можливе в разі введення в «напівнескінченну» модель додаткового осцилятора слабкої сили з параметрами, наведеними в табл. 1.5 ($\nu_{m\perp,\parallel}^*$ — частота поперечного оптичного коливання осцилятора; $\gamma_{m\perp,\parallel}^*$ — величина затухання осцилятора; $\Delta\epsilon_{m\perp,\parallel}^*$ — сила осцилятора).

За отриманими в праці параметрами монокристала ZnO можна спрогнозувати його оптичні властивості в широкому діапазоні концентрацій носіїв зарядів.

На рис. 1.16 показано теоретичні спектри ІЧ-відбивання в разі орієнтації $E \perp C$ і $\gamma_{f\perp} = 11 \text{ см}^{-1}$ за даними табл. 1.3 та значеннями $\nu_{p\perp} = \gamma_{p\perp}$ від 1 до 1000 см^{-1} (криві 1—5). Суттєвими є зміни спектрів ІЧ-відбивання за концентрацій $n_0 = 10^{18}—10^{20} \text{ см}^{-3}$. Максимальні зміни спостерігаються в діапазоні

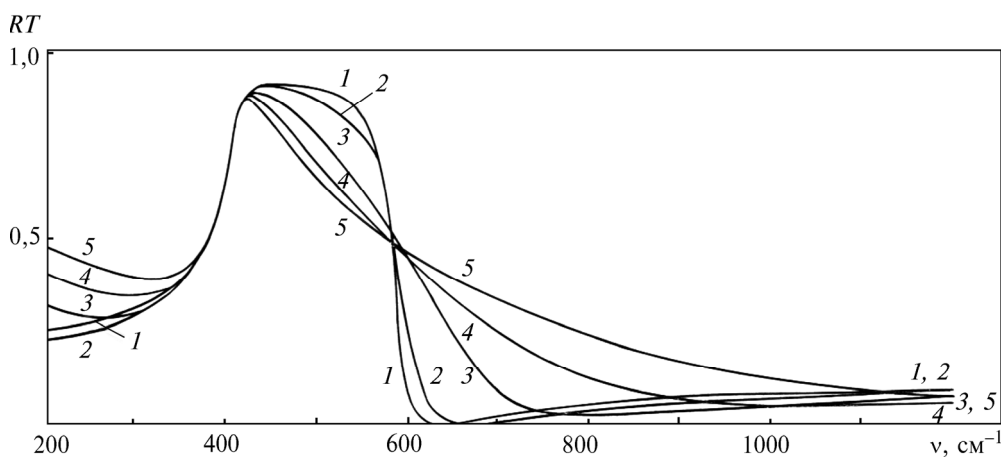


Рис. 1.16. Розрахункові спектри $RT(\nu)$ ZnO при $E \perp C$ та $\gamma_{f\perp} = 11 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\perp} = \gamma_{p\perp} = 1, \text{см}^{-1}$:
1 — 1; 2 — 250; 3 — 500; 4 — 750; 5 — 1000

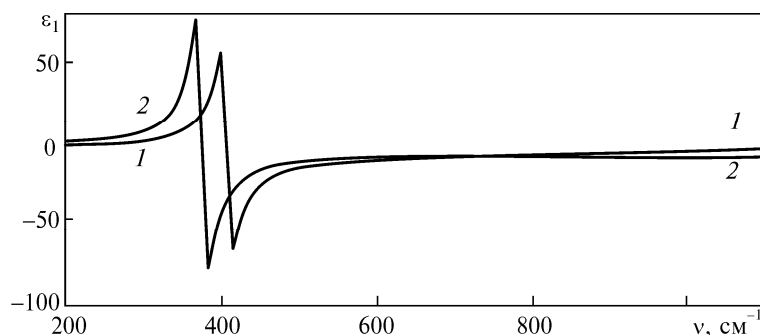


Рис. 1.17. Залежності $\varepsilon_1(\nu) = n(\nu)^2 - k(\nu)^2$ ZnO:
 1 — $E \perp C$: $\nu_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 280 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = 13 \text{ см}^{-1}$; 2 — $E \parallel C$:
 $\nu_{p\parallel} = 250 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\parallel} = 13 \text{ см}^{-1}$

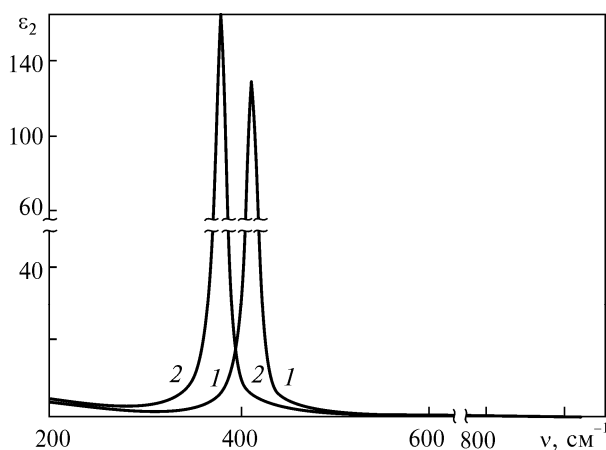


Рис. 1.18. Залежності $\varepsilon_2(\nu) = 2n(\nu)k(\nu)$ ZnO. Позначення такі самі, як на рис. 1.17

600—740 см^{-1} , що дає змогу запропонувати оптичні методи вимірювання концентрації носіїв зарядів у ZnO.

Одержані для кристалів ZnO параметри, у тому числі в області плазмон-фононної взаємодії, дають змогу розрахувати такі важливі характеристики, як дійсні й уявні частини (ε_1 і ε_2) діелектричної проникності в широкому діапазоні частот ІЧ-випромінювання (рис. 1.17 і 1.18). Особливо чітко проявляється анізотропія їх властивостей в діапазоні 200—500 см^{-1} .

1.7. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному полярному напівпровіднику ZnO

Вище наведено результати дослідження впливу анізотропії різних типів коливань на коефіцієнт відбивання $R(\nu)$ від поверхні одновісних оптично-анізотропних матеріалів. У праці [80] за допомогою методу дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-відбивання від поверхні 6H-SiC детально розглянуто вплив анізотропії кристалічної ґратки й ефективних мас електронів, коефіцієнтів затухання фононів γ_f і плазмонів γ_p на коефіцієнт відбивання від поверхні монокристалів 6H-SiC у ІЧ-смузі спектра. Показано, що монокристали 6H-SiC характеризуються

1.7. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному...

значною анізотропією ефективних мас електронів. У [83] досліджували коефіцієнт відбивання $R(\nu)$ від поверхні монокристалів 6H-SiC за наявності зв'язку електромагнітного випромінювання з довгохвильовими оптичними коливаннями й електронною плазмою з використанням даних праці [80].

Відомості про дослідження взаємодії електромагнітних хвиль одночасно з сильною фононою та незначною плазмовою підсистемами в оптично-анізотропних одновісних кристалах і вплив анізотропії на $R(\nu)$ у [78] відсутні.

Розглянемо особливості відбивання електромагнітних хвиль інфрачервоного діапазону від одновісних полярних напівпровідників на прикладі гексагональних монокристалів оксиду цинку.

Нехай хвиля падає із вакууму на плоску поверхню «напівнескінченного» оксиду цинку. Позначимо показник заломлення n через $n_{\perp}(\nu)$ та $n_{\parallel}(\nu)$ відповідно у випадках, коли вектор електричного поля E в хвилі, що падає, є перпендикулярним до площини (випадок 1) і паралельний (випадок 2) площині, яка містить хвильовий вектор K і вісь кристала C .

Коефіцієнт нормального відбивання $R(\nu)$ у загальному випадку комплексного показника заломлення пов'язаний із головними показниками заломлення $n_{\perp,\parallel}(\nu)$ і поглинання $k_{\perp,\parallel}(\nu)$, що виражається формулою [88]:

$$R(\nu) = ((n_{\perp,\parallel}(\nu) - 1)^2 + k_{\perp,\parallel}^2(\nu)) / ((n_{\perp,\parallel}(\nu) + 1)^2 + k_{\perp,\parallel}^2(\nu)), \quad (1.11)$$

де

$$n_{\perp}^2 = \varepsilon_{\perp}(\nu), \quad n_{\parallel}^2 = \frac{\varepsilon_{\perp}(\nu)\varepsilon_{\parallel}(\nu)}{\varepsilon_{\perp}(\nu)\sin^2\Theta + \varepsilon_{\parallel}(\nu)\cos\Theta}. \quad (1.12)$$

Тут Θ — кут між віссю кристала і хвильовим вектором хвилі, що падає; $\varepsilon_{\perp}(\nu)$ і $\varepsilon_{\parallel}(\nu)$ — головні компоненти тензора діелектричної проникності перпендикулярно до оптичної осі і паралельно їй в області плазмон-фононної взаємодії, які в разі врахування затухання фононної та плазмової підсистем можна визначити так:

$$\varepsilon_{\perp,\parallel}(\nu) = \varepsilon_{\infty,\perp,\parallel} + \frac{\varepsilon_{\infty,\perp,\parallel}(\nu_{L\perp,\parallel}^2 - \nu_{T\perp,\parallel}^2)}{\nu_{T\perp,\parallel}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{f\perp,\parallel}} - \frac{\varepsilon_{\infty,\parallel}\nu_{p\perp,\parallel}^2}{\nu(\nu + i\nu\gamma_{p\perp,\parallel})}, \quad (1.13)$$

де $\varepsilon_{\infty,\perp,\parallel}$ — компоненти тензора діелектричної проникності поперек і вздовж осі кристала C за умови $\nu \rightarrow \infty$; $\nu_{T\perp,\parallel}$, $\nu_{L\perp,\parallel}$ — частоти поперечних і поздовжніх оптичних коливань ґратки, поляризованих поперек і уздовж осі кристала.

За умови $n_{\perp,\parallel}^2(\nu) \gg k_{\perp,\parallel}^2(\nu)$ отримуємо

$$R(\nu) = (n_{\perp,\parallel}(\nu) - 1)^2 / (n_{\perp,\parallel}(\nu) + 1)^2. \quad (1.14)$$

Співвідношення $n_{\perp,\parallel}^2(\nu) \gg k_{\perp,\parallel}^2(\nu)$ виконується в досить широкому діапазоні довжин хвиль $\lambda > \lambda_g$ ($\lambda_g = hc/E_g$, E_g — ширина забороненої зони) для більшості напівпровідникових кристалів. Спектр відбивання можна розрахувати, якщо в (1.11) замість $n_{\perp,\parallel}(\nu)$ підставити відповідні значення (1.12) при $E \perp C$ або $E \parallel C$.

Розглянемо випадок 1 ($E \perp C$, $\Theta = 0, \pi/2$). Підставляючи (1.12), (1.13) у (1.14), для оксиду цинку при γ_f і $\gamma_p \equiv 0$ отримаємо результат, який збігається з даними праці [88] в ізотропному випадку. Показник заломлення ZnO має частотні інтервали, в яких $n_{\perp,\parallel}(\nu)$ набуває уявних значень. У таких ділянках для

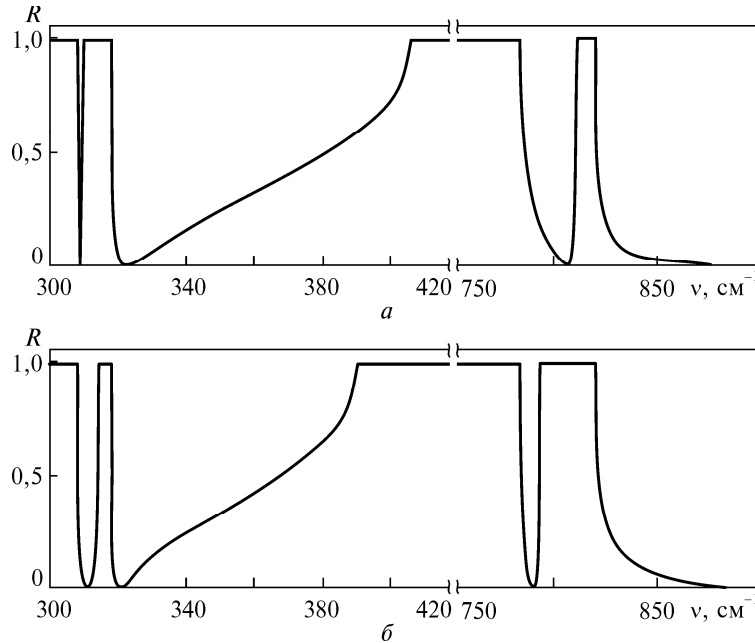


Рис. 1.19. Спектри відбивання $R(\nu, \nu_p)$ для сильно легovanого ZnO (зразок ZC1M) при $E \parallel C$:
 $a — \Theta = 30^\circ$; $b — \Theta = 60^\circ$

аналізованої хвилі кристал є непрозорим (повне відбивання $R(\nu) = 1$). Для сильно легovanого ZnO за такої орієнтації в спектрах зовнішнього відбивання проявляються два діапазони частот, для яких $R(\nu) = 1$.

Це виконується і для випадку 2, якщо $\Theta = 0$ або $\Theta = \pi/2$, слід лише при $\Theta = \pi/2$ замінити у співвідношеннях індекс \perp на \parallel і врахувати той факт, що для ZnO $\nu_{p\parallel} = 1,1\nu_{p\perp}$ [79].

Розглянемо поведінку $R(\nu)$ за умови $E \parallel C$, $0 < \Theta < \pi/2$ (випадок 2). У ZnO за цієї орієнтації існує незвичайна хвиля. Коефіцієнт відбивання визначається, як і в першому випадку, із рівняння (1.14) з урахуванням (1.12). Проте, як вказано в [5, 78], показник заломлення поздовжньо-поперечної хвилі залежить від зв'язку електромагнітної хвилі з фононою і плазмовою підсистемами оптично-анізотропного кристала і кута Θ .

На рис. 1.19 наведено теоретичні спектри відбивання для сильно легovanого оксиду цинку при $E \parallel C$ для $\Theta = 30^\circ$ і $\Theta = 60^\circ$. Залежність коефіцієнта відбивання від частоти розраховано за формулами (1.13), (1.14) із використанням даних для зразка ZC1M (див. п. 1.6). Як бачимо, в спектрах відбивання існують чотири області повного відбивання (області непрозорості) і чотири області прозорості. У даній ситуації, коли $0 < \Theta < \pi/2$, ділянки повного відбивання подвоюються порівняно з випадком $\Theta = 0, \pi/2$, коли кристал поводить себе як ізотропне середовище. Це пов'язано з тим, що в оптично-анізотропному кристалі при $\Theta \neq 0, \pi/2$ зв'язок електромагнітних, плазмових і оптичних коливань призводить до прояву в $R(\nu, \nu_p)$ чотирьох гілок зв'язаних поверхневих плазмон-фононних хвиль, які відсутні при $\Theta = 0$ і $\pi/2$.

1.7. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному...

Низькочастотні межі областей прозорості збігаються з частотами відсічок (табл. 1.6). Високочастотні межі перших трьох областей прозорості ($n_{\parallel} \rightarrow \infty$, $R(\nu, \nu_p) = 1$) збігаються з резонансними частотами ν_R поздовжньо-поперечної хвилі ($\nu = \nu_{R1,2,3}$) і визначаються з рівняння [5, 78]

$$\varepsilon_{\perp}(\nu) \cdot \sin^2 \Theta + \varepsilon_{\parallel}(\nu) \cdot \cos^2 \Theta = 0, \quad (1.15)$$

тобто резонансні частоти є функцією як ν_p , так і Θ , тоді як частоти відсічок є функціями лише плазмової частоти.

Резонансні частоти ν_{R1} і ν_{R3} відповідають низькочастотним і високочастотним зв'язаним поздовжньо-поперечним плазмон-фононним збудженням та залежать від концентрації електронів у зоні провідності й кута Θ . Частота ν_{R2} змінюється від $\nu_{T\perp}$ при $\Theta \rightarrow 0$ до $\nu_{T\parallel}$ при $\Theta \rightarrow \pi/2$.

На рис. 1.19 видно, що спектр відбивання для зразка ZC1M має чотири відсічки на частотах поздовжніх плазмон-фононних збуджень і три резонанси на частотах поздовжньо-поперечних плазмон-фононних збуджень (табл. 1.7). У разі збільшення Θ резонансна частота поздовжньо-поперечної хвилі ν_{R1} зростає від $310,9 \text{ см}^{-1}$ при $\Theta = 30^\circ$ до $315,1 \text{ см}^{-1}$ при $\Theta = 60^\circ$. Нулі коефіцієнта відбивання визначено за допомогою ЕОМ у процесі розв'язування рівняння (1.12).

При $\Theta = 30^\circ$ $R_{\min}(\nu, \nu_p)$ дорівнює 0 на частотах $\nu_{01} = 307,1 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 322,6 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 798,8 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{04} = 899,1 \text{ см}^{-1}$ (рис. 1.19, а), які зростають зі збільшенням кута $\Theta = 60^\circ$: $\nu_{01} = 308,7 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 320,1 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 787,5 \text{ см}^{-1}$,

ТАБЛИЦЯ 1.6
Залежність частот відсічок $R(\nu)$ від плазмової частоти в ZnO

Частота відсічки	Зразок								
	ZO-1	ZO-50	ZO2-3	ZO1-3	ZO6-B	ZC1M	ZO-1000	ZO-1500	ZO-9
$\nu_{p\perp}, \text{ см}^{-1}$	1	50	90	240	420	605	1000	1500	2115
$\nu_{L+}, \text{ см}^{-1}$	566,4	567,9	571,2	602,3	684,5	817,3	1186,4	1705,3	2365,1
$\Omega_{L+}, \text{ см}^{-1}$	589,9	591,0	593,5	616,4	677,7	782,7	1098,7	1562,5	2158,3
$\nu_{L-}, \text{ см}^{-1}$	0,74	36,8	65,9	166,5	256,5	309,4	352,4	367,7	373,8
$\Omega_{L-}, \text{ см}^{-1}$	0,70	34,9	62,5	160,4	255,3	318,4	374,9	395,5	403,7

ТАБЛИЦЯ 1.7
Залежність резонансної частоти від ν_p і Θ в ZnO

$\Theta, ^\circ$	Зразок					
	ZO6-B			ZC1M		
	$\nu_{R1}, \text{ см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{ см}^{-1}$	$\nu_{R3}, \text{ см}^{-1}$	$\nu_{R1}, \text{ см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{ см}^{-1}$	$\nu_{R3}, \text{ см}^{-1}$
10	265,5	411,2	684,3	309,6	411,3	816,2
30	256,3	404,5	682,8	310,9	405,5	808,7
60	255,7	388,6	679,4	315,1	389,9	791,5
85	255,3	380,3	677,8	318,3	380,3	783,1

$\nu_{03} = 912,7 \text{ см}^{-1}$ (рис. 1.19, б). Чотири області непрозорості в спектрах ІЧ-відбивання розміщені відповідно в діапазонах $0 \rightarrow \nu_{L-}$, $\nu_{R1} \rightarrow \Omega_{L-}$, $\nu_{R2} \rightarrow \Omega_{L+}$, $\nu_{R3} \rightarrow \nu_{L+}$. Ширина областей прозорості залежить від напрямку поширення електромагнітної хвилі, тобто від кута Θ , що пов'язано з кутовою залежністю резонансних частот за постійних частот відсічок.

Для $\Theta = 0$ значення частот відсічок $\Omega_{L-}(\Omega_{L+})$ у разі зміни $\nu_{p\perp}$ від 1 до 2115 см^{-1} зростає від 0,69 (589,98) до $403,73 (2158,31) \text{ см}^{-1}$. Якщо $\Theta = \pi/2$, то частоти відсічки $\nu_{L-}(\nu_{L+})$ набувають значень від 0,74 (566,47) до $373,79 (2365,12) \text{ см}^{-1}$. Збільшуються також значення частот нулів $R(\nu, \nu_p)$.

Отже, зі зростанням концентрації вільних носіїв зарядів у спектрах відбивання монокристалів оксиду цинку діапазон областей непрозорості збільшується, а діапазон областей прозорості зменшується, причому низькочастотні межі областей прозорості збігаються з частотами відсічок $\Omega_{L\pm}$ і $\nu_{L\pm}$. Залежність резонансних частот від концентрації електронів провідності й кута Θ монокристалів оксиду цинку має більш специфічний характер, ніж для випадку монокристалів карбіду кремнію [1,83], для яких $\nu_{p\parallel} = \nu_{p\perp}/2,7$. Зокрема, резонансною частотою при $\Theta = 0 (\pi/2)$ є частота поперечних оптичних коливань ґратки, тому в разі збільшення концентрації електронів у зоні провідності значення частоти відсічки $\Omega_{L-}(\nu_{L-})$ наближається до значення $\nu_{T\perp}(\nu_{T\parallel})$.

Проаналізувавши коефіцієнти відбивання слабо легованих зразків із $\nu_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$, отримали, що частотний інтервал області непрозорості $\nu_{R1} \rightarrow \Omega_{L-}$ (прозорості, що знаходиться перед нею) є досить малим, але, незважаючи на це, спостерігається тенденція до її зменшення (збільшення) зі збільшенням Θ , як і в сильно легованих зразках. Частота відсічки є сталою величиною для вказаної області непрозорості та $\Omega_{L-} = 160,4 \text{ см}^{-1}$, тоді як резонансна частота змінюється від $158,7 \text{ см}^{-1}$ при $\Theta = 10^\circ$ до $160,4 \text{ см}^{-1}$ при $\Theta = 85^\circ$; тобто в разі збільшення Θ $\nu_{R1} \rightarrow \Omega_{L-}$ (область прозорості становить $\approx 2 \text{ см}^{-1}$, а область непрозорості прямує до 0).

Можливі варіанти розміщення частот відсічок у випадку $0 < \Theta < \pi/2$ для поздовжньо-поперечної хвилі для монокристалів ZnO подано в табл. 1.8. Як бачимо, розміщення частот відсічок залежить від ступеня легування оксиду цинку. При $\nu_{p\perp} \leq 372 \text{ см}^{-1}$ має місце варіант III розміщення частот відсічок: $\Omega_{L-} < \nu_{L-} < \nu_{L+} < \Omega_{L+}$, у випадку $372 < \nu_{p\perp} < 443 \text{ см}^{-1}$ — варіант I: $\Omega_{L-} < \nu_{L-} < \Omega_{L+} < \nu_{L+}$, при $\nu_{p\perp} \geq 443 \text{ см}^{-1}$ — варіант II: $\nu_{L-} < \Omega_{L-} < \Omega_{L+} < \nu_{L+}$.

ТАБЛИЦЯ 1.8
Можливі варіанти розміщення частот відсічок поздовжньо-поперечної хвилі в ZnO

№ з/п	Частота відсічок			
	I	II	III	IV
1	Ω_{L-}	ν_{L-}	Ω_{L-}	ν_{L-}
2	ν_{L-}	Ω_{L-}	ν_{L-}	Ω_{L-}
3	Ω_{L+}	Ω_{L+}	ν_{L+}	ν_{L+}
4	ν_{L+}	ν_{L+}	Ω_{L+}	Ω_{L+}

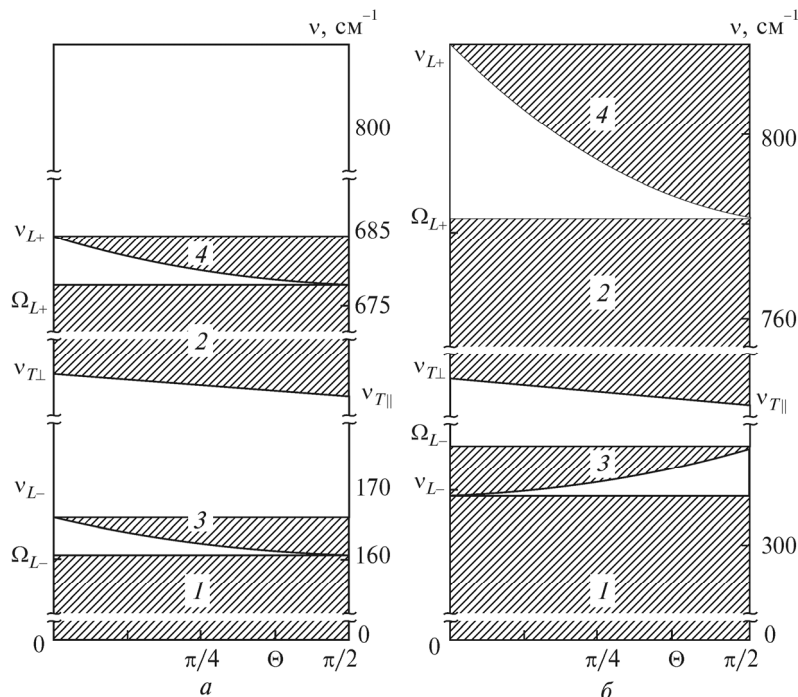


Рис. 1.20. Области прозорості та непрозорості ZnO (1—4) при $E \perp C$:
а — зразок ZO6-B; б — зразок ZC1M

На рис. 1.20 схематично наведено області прозорості та непрозорості (1—4) для $\nu_{p\perp} = 420$ (а) і 605 cm^{-1} (б), ширина яких залежить від взаємного розташування частот відсічок. Математичний експеримент показав, що при $\nu_{p\perp} < 372 \text{ cm}^{-1}$ ширина області непрозорості 1 змінюється від 0 до 232 cm^{-1} , а області 2 — від $\nu_{T\perp} = 412 \text{ cm}^{-1}$ для $\Theta = 0$ ($\nu_{T\parallel} = 380 \text{ cm}^{-1}$ для $\Theta = \pi/2$) до 657 cm^{-1} . Зі збільшенням Θ (від 0 до $\pi/2$) і $\nu_{p\perp}$ (від 1 до 372 cm^{-1}) відбувається перехід від варіанта III розміщення частот відсічок до I, а отже, й перебудова спектра відносно областей непрозорості 4. Ширина області повного відбивання 4 зменшується від 24 cm^{-1} до 0.

На рис. 1.20, а відображено варіант I. Область непрозорості 1 змінюється від 0 до 264 cm^{-1} , а 2 — від $\nu_{T\perp} = 412 \text{ cm}^{-1}$ для $\Theta = 0$ ($\nu_{T\parallel} = 380 \text{ cm}^{-1}$ для $\Theta = \pi/2$) до 688 cm^{-1} . Области непрозорості 3 і 4 зі зростанням кута Θ також збільшуються. Максимальний діапазон частот для 3 і 4 становить 5 cm^{-1} (при $\nu_{p\parallel} = 380 \text{ cm}^{-1}$) і 10 cm^{-1} (при $\nu_{p\perp} = 442 \text{ cm}^{-1}$), причому зі зростанням $\nu_{p\perp}$ ширина області 3 прямує до 0, а області 4 збільшується.

Перехід від варіанта I розміщення частот відсічок до II відображено на рис. 1.20, б. У разі зростання $\nu_{p\perp}$ ($\nu_{p\perp} \geq 443 \text{ cm}^{-1}$) відбувається перебудова спектра відбивання: область непрозорості 3 збільшується від 0 ($\nu_{p\perp} = 443 \text{ cm}^{-1}$) до 30 cm^{-1} ($\nu_{p\perp} = 2115 \text{ cm}^{-1}$), причому область непрозорості 3 при збільшенні Θ зменшується, і при $\Theta = \pi/2$ область прозорості, яка міститься перед нею, є ма-

ксимальною. Щодо області прозорості, то, як видно із рисунка, вона плавно збільшується зі зростанням концентрації електронів. Так, її максимальне значення при $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$ становить 30 см^{-1} , а при $\nu_{p\perp} = 2115 \text{ см}^{-1}$ — 207 см^{-1} , тобто область непрозорості 4 (і область прозорості перед нею) у варіантах I та II не зазнає змін, а змінюється лише область 3.

На рис. 1.21 наведено залежності коефіцієнта відбивання $R(\nu, \nu_p)$, розраховані за формулою (1.14), в яку замість $n_{\perp,\parallel}^2(\nu)$ підставлено значення (1.11). Усі криві визначено при $E \parallel C$ і $\Theta = 60^\circ$. Теоретичні криві 1—5 отримано за різних значень затухання фононної та плазмової підсистем для зразка ZC1M із $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$. Крива 1 відповідає спектру відбивання $R(\nu, \nu_p)$ за відсутності затухання фононних і плазмових коливань, що має чотири області прозорості та непрозорості із різко вираженими мінімумами з $R(\nu_{\min}, \nu_p) = 0$, положення яких визначено за допомогою ЕОМ із наперед заданою точністю. Лінії 2 і 3 відповідають спектрам відбивання $R(\nu, \nu_p)$ за відсутності затухання фононної підсистеми та врахування затухання плазмових коливань $\gamma_{p\perp,\parallel} = 1 \text{ см}^{-1}$ (рис. 1.19, а, б, крива 2) та $\gamma_{p\perp,\parallel} = 10 \text{ см}^{-1}$ (рис. 1.21, а, б, крива 3). Якщо врахувати коефіцієнти затухання плазмонів, то $R(\nu, \nu_p)$ зменшуватиметься в області всіх чотирьох частот відсічок та трьох резонансних частот. Особливо суттєвими є зміни $R(\nu, \nu_p)$ у низькочастотній смузі спектра.

Криві 4, 5 розраховано з урахуванням анізотропії коефіцієнтів затухання фононів ($\gamma_{f\perp,\parallel} = 14 \text{ см}^{-1}$) та плазмонів (рис. 1.21). Значення $\gamma_{p\perp,\parallel}$, $\gamma_{f\perp,\parallel}$ одержано методом дисперсійного аналізу спектрів відбивання в діапазоні «залишкових променів» для зразків типу ZC1M за методикою, описаною в праці [79]. Особливо зазначаємо різке збільшення коефіцієнта відбивання в мінімумах (вікна прозорості) та зменшення $R(\nu, \nu_p)$ у вікнах непрозорості. При цьому перші два низькочастотні мінімуми (рис. 1.21, а) змінюються значно швидше за аналогічні високочастотні (рис. 1.21, б). Зі зростанням затухання фононної та плазмової підсистем області непрозорості в діапазонах $290\text{—}310$ та $380\text{—}790 \text{ см}^{-1}$ звужуються так, що в них згладжується високочастотний край смуги і зсувається в довгохвильовий бік. Таким чином, для вказаних областей непрозорості результати дослідження збігаються з даними праці [88]. Проаналізувавши вперше зареєстровані в ZnO області непрозорості в діапазонах $314\text{—}318$ та $800\text{—}820 \text{ см}^{-1}$, дійшли висновку, що збільшення коефіцієнтів затухання обох підсистем призводить до різкого зменшення максимуму $R(\nu, \nu_p)$ області непрозорості та збільшення $R(\nu, \nu_p)$ області прозорості. Як бачимо з рис. 1.21, у разі врахування затухання поняття «прозорості» і «непрозорості» для спектрів $R(\nu, \nu_p)$ є відносними, бо $R(\nu, \nu_p) < 1$. Криву 5 розраховано за значень фононної і плазмової підсистем, отриманих методом дисперсійного аналізу за точності узгодження з експериментальною кривою $\delta = 10^{-3}$. Експериментальне спостереження чотирьох областей непрозорості і чотирьох областей прозорості в спектрах $R(\nu, \nu_p)$ можливе в разі використання монокристалів оксиду цинку з коефіцієнтами затухання фононної та плазмової підсистем, що не перевищують значення, наведені на рис. 1.21 для кривої 4.

Отже, як видно із рис. 1.19 і 1.21, у спектрах відбивання ZnO при $0 < \Theta < \pi/2$ подвоюється кількість областей прозорості порівняно з ізотропним випадком. Залежність ширини цих областей від напрямку поширення відкриває

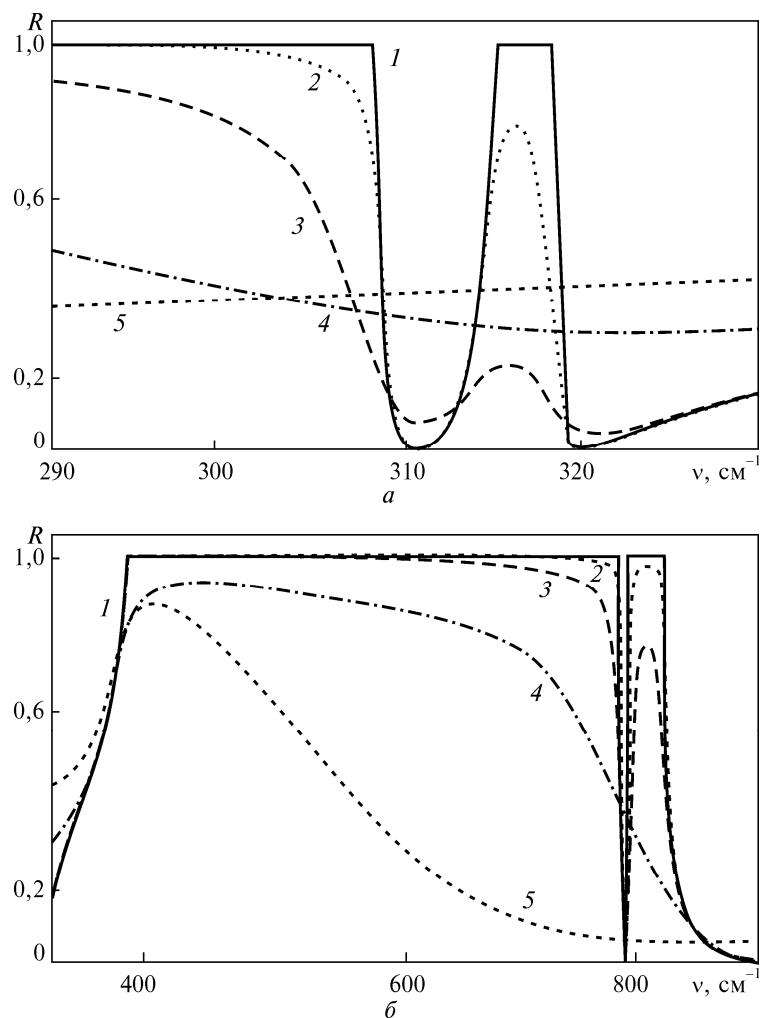


Рис. 1.21. Залежності $R(\nu, \nu_p)$ сильно легованого ZnO при $\Theta = 60^\circ$:
 a — $\nu = 290\text{—}330\text{ см}^{-1}$; b — $\nu = 330\text{—}900\text{ см}^{-1}$. Розрахункові дані: 1 — $\gamma_{f\perp\parallel} = \gamma_{p\perp\parallel} \equiv 0$; 2 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$, $\gamma_{p\perp\parallel} = 1\text{ см}^{-1}$; 3 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$, $\gamma_{p\perp\parallel} = 10\text{ см}^{-1}$; 4 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 14\text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 92\text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 100\text{ см}^{-1}$; 5 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 14\text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 920\text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 1020\text{ см}^{-1}$

нові можливості застосування оптично-анізотропних кристалів у численних оптичних приладах (фільтрах, лінзах, призмах тощо).

1.8. Теорія поширення електромагнітних хвиль в одновісному напівпровіднику за впливу магнітного поля

Оптичні властивості полярних оптично-анізотропних напівпровідників можна визначити із рівнянь Максвелла, які для середовища з відносною діелектричною ϵ та магнітною μ проникностями і провідністю σ мають вигляд

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\
 \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \sigma \mathbf{E} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\
 \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0, \\
 \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0.
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

де ε_0 і μ_0 — відповідно діелектрична і магнітна проникності вакууму; \mathbf{E} і \mathbf{H} — електричний та магнітний вектори електромагнітної хвилі.

Для одержання явних розв'язків рівнянь (1.16) необхідно знати питому електропровідність σ або комплексну діелектричну проникність ε .

Розглянемо поширення електромагнітних хвиль в одновісному немагнітному напівпровіднику (зокрема, ZnO та 6H-SiC) за довільної орієнтації зовнішнього однорідного магнітного поля відносно оптичної осі кристала та за різних напрямків поширення. У зовнішньому магнітному полі траєкторія вільного електрона являє собою спіраль навколо напрямку поля з циклічною частотою обертання (циклотронною частотою) Ω . Розглянемо випадок, коли магнітне поле задовольняє умову $\Omega\tau \gg 1$.

Спрямуємо вісь Z прямокутної системи координат уздовж зовнішнього однорідного магнітного поля, а вісь X виберемо в площині, яка проходить через вісь кристала та вісь Z , кут між якими позначимо φ .

Компоненти тензора діелектричної проникності ε_{ij} для одновісного напівпровідника, в якому поширюється плоска електромагнітна хвиля вигляду $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, є такими [5, 93]:

$$\left\{ \begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{xx}^{\infty} - \frac{\mu_{xx} v_p^2}{v^2 - \Omega^2}, \\ \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_{\perp}^{\infty} - \frac{\mu_{\perp} v_p^2}{v^2 - \Omega^2}, \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_{zz}^{\infty} - \mu_{zz} \frac{v_p^2}{v^2} \left[1 + \frac{\Omega^2}{v^2 - \Omega^2} \left(1 - \frac{\mu_{\perp} \mu_{\parallel}}{\mu_{xx} \mu_{zz}} \right) \right], \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xz}^{\infty} - \frac{\mu_{xz} v_p^2}{v^2 - \Omega^2}, \\ \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{yx}^* = -i \frac{v_p^2 \Omega \sqrt{\mu_{\perp} \mu_{xx}}}{v(v^2 - \Omega^2)}, \\ \varepsilon_{yz} &= \varepsilon_{zy}^* = i \frac{v_p^2 \Omega \mu_{xz}}{v(v^2 - \Omega^2)} \sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{xx}}}, \end{aligned} \right. \tag{1.17}$$

де

$$\Omega = \frac{eB}{mc} \sqrt{\mu_{\perp} \mu_{xx}}. \quad (1.18)$$

Згідно з працями [1, 88] недіагональні елементи тензора діелектричної проникності відповідають лінійним за намагнічуванням магнітооптичним ефектам Керра та Фарадея.

Компоненти безрозмірного тензора оберненої ефективної маси μ_{ij} відносно до [5, 80] виражають через головні значення μ_{\perp} та μ_{\parallel} :

$$\begin{cases} \mu_{xx} = \mu_{\perp} \cos^2 \varphi + \mu_{\parallel} \sin^2 \varphi, \\ \mu_{yy} = \mu_{\perp}, \\ \mu_{zz} = \mu_{\perp} \sin^2 \varphi + \mu_{\parallel} \cos^2 \varphi, \\ \mu_{xz} = \mu_{zx} = (\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi, \\ \mu_{xy} = \mu_{yx} = \mu_{yz} = \mu_{zy} = 0. \end{cases} \quad (1.19)$$

Аналогічними є співвідношення для компонент високочастотного тензора діелектричної проникності кристалічної ґратки $\varepsilon_{ij}^{\infty}$.

Слід урахувати той факт, що функція діелектричної проникності в області плазмон-фононної взаємодії за адитивного врахування коефіцієнтів затухання фононної та плазмової підсистем має вигляд [1]

$$\begin{aligned} \varepsilon(\nu) = \varepsilon_1(\nu) + i\varepsilon_2(\nu) = \varepsilon_{\infty \perp \parallel} + \left[\varepsilon_{\infty \perp \parallel} (\nu_{L \perp \parallel}^2 - \nu_{T \perp \parallel}^2) \right] / \\ / \left[\nu_{T \perp \parallel}^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_{f \perp \parallel} \right] - (\nu_{p \perp \parallel}^2 \varepsilon_{\infty \perp \parallel}) / \left[\nu(\nu + i\gamma_{p \perp \parallel}) \right], \end{aligned} \quad (1.20)$$

де $\varepsilon_{\infty \perp \parallel}$ — високочастотна діелектрична проникність уперек і вздовж осі кристала; $\nu_{L \perp \parallel}$, $\nu_{T \perp \parallel}$ — частоти відповідно поздовжнього та поперечного оптичних фононів поляризованих уперек і вздовж осі кристала; $\gamma_{f \perp \parallel}$ — коефіцієнт затухання оптичного фонона уперек і вздовж осі кристала; $\nu_{p \perp \parallel}$ — частота плазмового резонансу уперек і вздовж осі кристала; $\gamma_{p \perp \parallel}$ — коефіцієнт затухання плазмонів уперек і вздовж осі кристала.

Із розв'язків дисперсійного рівняння

$$\left| \varepsilon_{ij} + n^2 (s_i s_j - \delta_{ij}) \right| = 0, \quad \mathbf{s} = \frac{\mathbf{k}}{k}, \quad n = \frac{ck}{\omega}, \quad (1.21)$$

яке відповідає рівнянням Максвелла

$$n^2 [\mathbf{E} - \mathbf{s}(\mathbf{sE})] = \hat{\varepsilon} \mathbf{E}, \quad (1.22)$$

впливає, що вздовж зовнішнього магнітного поля \mathbf{H} можуть поширюватись дві хвилі з різними показниками заломлення [5]:

$$n_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{zz}}} \left\{ \bar{\varepsilon}_{zz} + \bar{\varepsilon}_{yy} \pm \left[(\bar{\varepsilon}_{xx} - \bar{\varepsilon}_{yy})^2 + 4|\bar{\varepsilon}_{xy}|^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1.23)$$

де $\bar{\varepsilon}_{ij}$ — міnor елемента ε_{ij} .

Розглянемо коефіцієнт відбивання плоскополяризованої електромагнітної хвилі, що нормально падає із вакууму, від поверхні одновісного напівпровідника ZnO в однорідному магнітному полі, паралельному хвилі.

Використовуючи звичайні граничні умови, а також вирази [5]

$$\chi_{\pm} = i(\eta \pm \sqrt{1 + \eta^2}), \quad \lambda_{\pm} = -\frac{\varepsilon_{zx} + \chi_{\pm}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}}, \quad i\eta = \frac{\bar{\varepsilon}_{xx} - \bar{\varepsilon}_{yy}}{2\bar{\varepsilon}_{yx}}, \quad (1.24)$$

для коефіцієнта відбивання отримаємо

$$R = a_+ \left| \frac{1 - n_+}{1 + n_+} \right|^2 + a_- \left| \frac{1 - n_-}{1 + n_-} \right|^2, \quad (1.25)$$

де

$$a_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\eta \cos 2\alpha}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right); \quad (1.26)$$

n_{\pm} — показник заломлення еліптично поляризованих хвиль; $\bar{\varepsilon}_{ij}$ — міnor елемента ε_{ij} ; η визначають зі співвідношень (1.24); α — кут між вектором напруженості електричного поля хвилі та площиною, що містить вісь кристала та хвильовий вектор.

Коефіцієнт відбивання (1.25) залежить від двох додаткових параметрів, які відсутні в ізотропному випадку: від значень кутів α та θ . За умови

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \left(l + \frac{1}{2} \right), \quad l = 0, \pm 1, \dots \quad (1.27)$$

вираз (1.25) значно спрощується і набуває вигляду

$$R = \frac{|n_+ - n_-|^2 + |1 - n_+ n_-|^2}{|1 + n_-|^2 |1 + n_+|^2}. \quad (1.28)$$

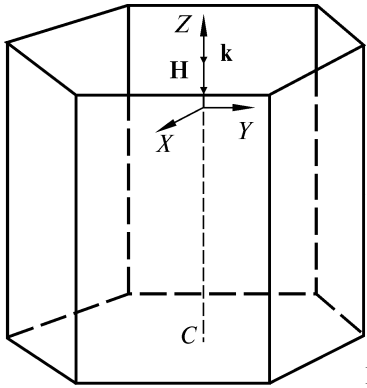
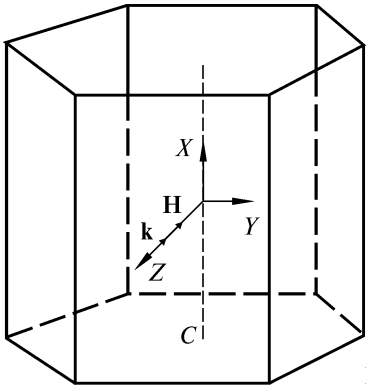
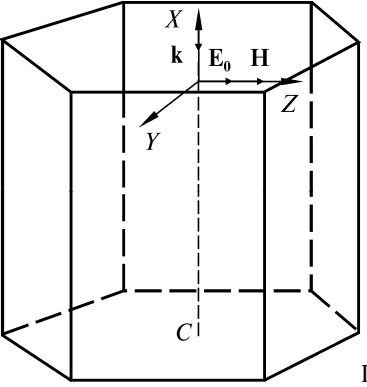
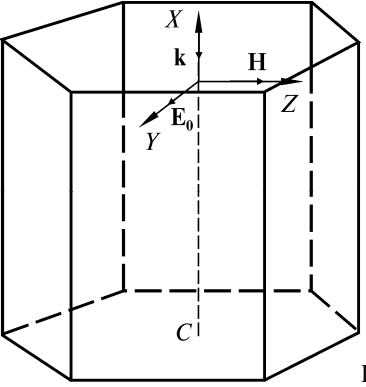
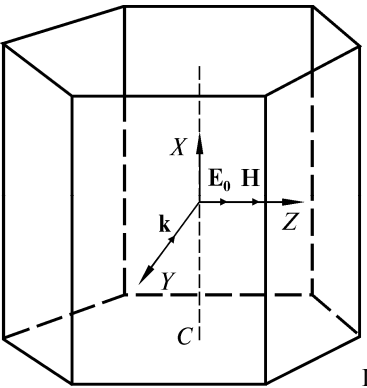
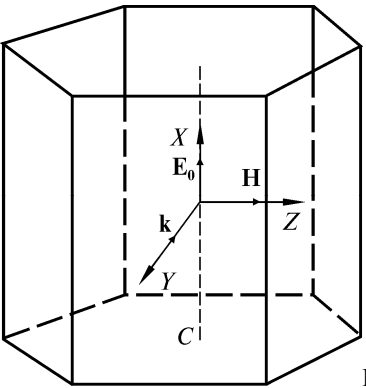
I. а. У випадку, коли вісь кристала паралельна магнітному полю ($\theta = 0$) (табл. 1.9, I. а), показник заломлення n_{\pm} визначається співвідношенням [5]

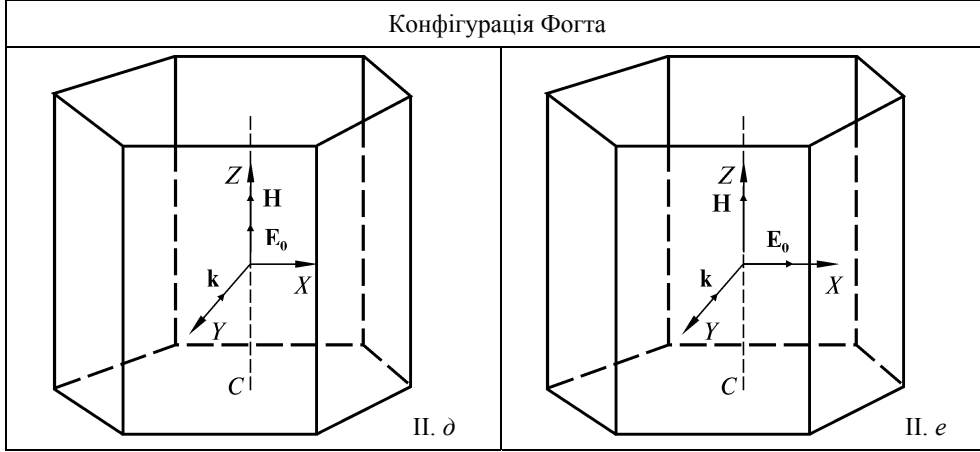
$$n_{\pm}(\theta = 0) = \varepsilon_{\perp}^{\infty} - \frac{\mu_{\perp} v_p^2}{v(v \pm \Omega)}, \quad (1.29)$$

θ — кут між віссю кристала та хвильовим вектором.

I. б. Коли $\left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)$ (табл. 1.9, I. б), тоді

Взаємне розташування векторів \mathbf{H} , \mathbf{E}_0 , \mathbf{k} і осі \mathbf{C} в одновісному гексагональному монокристалі

Конфігурація Фарадея	
 <p>I. а</p>	 <p>I. б</p>
Конфігурація Фогта	
 <p>II. а</p>	 <p>II. б</p>
 <p>II. в</p>	 <p>II. з</p>



$$n_{\pm}^2 \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = \frac{1}{2} \left[\epsilon_{\parallel}^{\infty} + \epsilon_{\perp}^{\infty} - \frac{v_p^2 (\mu_{\perp} + \mu_{\parallel})}{v^2 - \Omega^2} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[\epsilon_{\parallel}^{\infty} - \epsilon_{\perp}^{\infty} - \frac{v_p^2 (\mu_{\parallel} - \mu_{\perp})}{v^2 - \Omega^2} \right]^2 + \frac{\mu_{\perp} \mu_{\parallel} \Omega^2 v_p^4}{v^2 (v^2 - \Omega^2)^2}}. \quad (1.30)$$

II. Розглянемо властивості електромагнітних хвиль, які поширюються в одновісному напівпровіднику ZnO перпендикулярно до сильного однорідного магнітного поля \mathbf{H} , яке довільним чином спрямовано відносно осі кристала.

Використовуючи (1.21), запишемо відповідне дисперсійне рівняння [5]:

$$(\epsilon_{xx} \cos^2 \varphi + \epsilon_{yy} \sin^2 \varphi) n^4 - (\bar{\epsilon}_{yy} \cos^2 \varphi + \bar{\epsilon}_{xx} \sin^2 \varphi + \bar{\epsilon}_{zz}) n^2 + |\epsilon_{ij}| = 0, \quad (1.31)$$

де φ — кут між хвильовим вектором \mathbf{k} та віссю x координатної системи.

Дослідимо окремо випадки:

II. а, II. б. Вісь кристала перпендикулярна до відбивної поверхні.

II. а. Якщо в хвилі, що падає, вектор електричного поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}$ (табл. 1.9, II. а), то для коефіцієнта відбивання згідно з [5] отримаємо

$$R = \frac{\left| 1 - \sqrt{\epsilon_{\perp}^{\infty} (1 - v_{p\perp}^2 / v^2)} \right|^2}{\left| 1 + \sqrt{\epsilon_{\perp}^{\infty} (1 - v_{p\perp}^2 / v^2)} \right|^2}, \quad (1.32)$$

тобто R не залежить від величини магнітного поля.

II. б. Якщо в хвилі, що падає на поверхню напівпровідника, вектор електричного поля $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$ (табл. 1.9, II. б), то коефіцієнт відбивання становить

$$R = \left| \frac{1 - n}{1 + n} \right|^2, \quad (1.33)$$

1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному...полі

де n — показник заломлення незвичайної хвилі:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^{\infty} (v^2 - \tilde{v}_{+}^2)(v^2 - \tilde{v}_{-}^2)}{v^2 (v^2 - \Omega^2 - v_{p\parallel}^2)}}; \quad (1.34)$$

\tilde{v}_{\pm}^2 визначають за формулами

$$\tilde{v}_{\pm}^2 = \frac{1}{2} (v_{p\parallel}^2 + v_{p\perp}^2 + \Omega^2) \pm \frac{1}{2} \left[\Omega^4 + 2\Omega^2 (v_{p\parallel}^2 + v_{p\perp}^2) + (v_{p\parallel}^2 - v_{p\perp}^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.35)$$

П. в, П. з. Вісь кристала паралельна відбивній поверхні та перпендикулярна до магнітного поля **H**.

П. в. Якщо при цьому $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}$ (табл. 1.9, П. в), то виконується рівність (1.32).

П. з. Якщо \mathbf{E}_0 поляризовано вздовж осі кристала (табл. 1.9, П. з), то коефіцієнт відбивання визначається за формулою (1.33), де

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel}^{\infty} (v^2 - \tilde{v}_{-}^2)(v^2 - \tilde{v}_{+}^2)}{v^2 (v^2 - \Omega^2 - v_{p\perp}^2)}}. \quad (1.36)$$

П. д, П. е. Вісь кристала паралельна магнітному полю **H**.

П. д. Якщо $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}$ (табл. 1.9, П. д), то коефіцієнт відбивання можна визначити із виразу [5]

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^{\infty} (1 - v_{p\parallel}^2 / \omega^2)}}{1 + \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^{\infty} (1 - v_{p\parallel}^2 / \omega^2)}} \right|^2. \quad (1.37)$$

П. е. Якщо $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$ (табл. 1.9, П. е), то коефіцієнт відбивання визначається за формулою (1.33), де

$$n^2 = \varepsilon_{\perp}^{\infty} \frac{(v^2 - v_{+}^2)(v^2 - v_{-}^2)}{v^2 (v^2 - v_r^2)}; \quad (1.38)$$

$$v_{\pm}^2 = v_{p\perp}^2 + \frac{\Omega^2}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4 \frac{v_{p\perp}^2}{\Omega^2}} \right); \quad (1.39)$$

$$v_r^2 = \Omega^2 + v_{p\perp}^2. \quad (1.40)$$

1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному однорідному магнітному полі

Як показано в працях [94—105], у напівпровідника, розміщеного в магнітному полі, виникає низка нових ефектів, зокрема ефект Зеємана, діаманітне зміщення та переходи між рівнями Ландау тощо. Детальніше їх проаналізова-

но в [96]. У працях [90—92] досліджено спектральні залежності в кубічному магнітному напівпровіднику, квадратичний по магнітному полю ефект Коттона—Мутона (ефект Фогта), лінійні по магнітному полю невзаємні двозаломлення та ефект Фарадея. Показано, що ефект Фогта є анізотропним для кубічних магнітних напівпровідників. Поширення хвиль в одновісних напівпровідниках за умови, що магнітне поле не є паралельним осі кристала, описано в [5]. Зокрема, вказано, що явище зміщення циклотронного та плазмового резонансів пов'язане з їх перетвореннями на комбіновані циклотронно-плазмові резонанси. Ефект Фарадея в кубічних та гексагональних кристалах без детального аналізу формул для фарадеївського обертання розглянуто в [5]. Відомості про дослідження коефіцієнтів зовнішнього відбивання одновісних оптично-анізотропних монокристалів у однорідному магнітному полі авторам невідомі.

Як приклад розглянемо монокристали ZnO (табл. 1.10), які є одновісними оптично-анізотропними з шириною забороненої зони $E_{cv} \leq 3,43$ eV та n -типом провідності. Монокристали ZnO одержано гідротермальним методом, а оптичні та електрофізичні параметри визначено в працях [106, 107] і подано в табл. 1.3, 1.4, 1.7.

Експериментальні спектри ІЧ-відбивання в магнітному полі отримано в діапазоні частот $550—1400$ см^{-1} за допомогою інфрачервоного фур'є-спектрометра Инфралюм ФТ-801, який працює за однопроменевою оптичною схемою. Джерело ІЧ-випромінювання — це високотемпературна ніхромової спіраль, покрита спецкерамікою (з резистивним підігрівом). За принципом дії спектрометр Инфралюм ФТ-801 належить до класу модуляційних спектральних приладів. У таких приладах поділ досліджуваного випромінювання на спектральні складові виконується з використанням не оптичних диспергуючих елементів (призми, дифракційної ґратки і т. д.), а спеціальної модуляції потоку випромінювання оптичним рухомим елементом і подальшої електронно-математичної обробки сигналу детектора — оптичного приймача, який реєструє це промодульоване випромінювання — інтерферограму. Фур'є-перетворення інтерферограми дає вихідний спектр, тому такий прилад назвали фур'є-спектрометром. Він може базуватися на будь-якому пристрої, який модулює

ТАБЛИЦЯ 1. 10
Електрофізичні параметри монокристалів ZnO, вирощених гідротермальним методом

Зразок	$n_0, \text{см}^{-3}$	$\nu_p, \text{см}^{-1}$		$\gamma_p, \text{см}^{-1}$		$\gamma_f, \text{см}^{-1}$		m_{\parallel}	μ_{\parallel}	μ_{\perp}
		$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$			
ZO2-3	$9,3 \cdot 10^{16}$	90	100	150	170	11	11	0,21	4,76	3,88
ZO1-3	$6,6 \cdot 10^{17}$	240	250	280	260	13	13	0,23	4,35	3,85
ZO6-B	$2,0 \cdot 10^{18}$	420	480	406	350	21	21	0,22	4,55	3,85

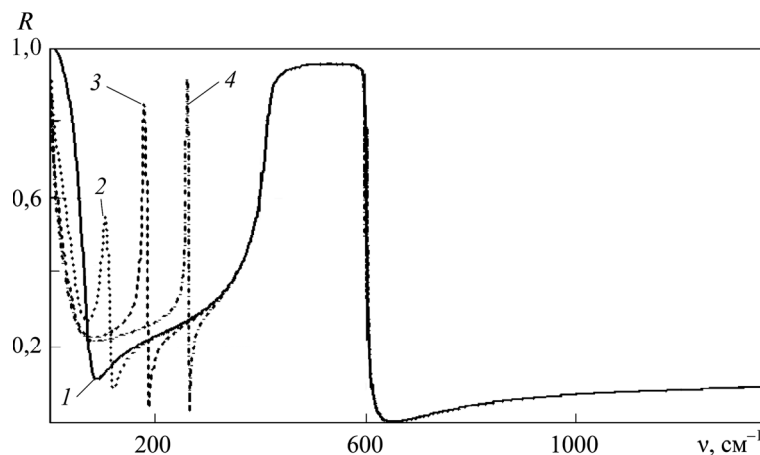


Рис. 1.22. Спектри відбивання $R(\nu)$ ZO2-3 в однорідному магнітному полі:
1—4 — $H = 1 \cdot 10^{-3}, 30, 65, 100$ кЕ

світловий потік з частотою, що залежить від довжини хвилі випромінювання. У спектрометрі Інфралюм ФТ-801 з цією метою застосовують двопроменевий сканувальний інтерферометр.

Усі вимірювання проводили за кімнатної температури та магнітного поля до 2,2 Тл, отриманого за допомогою електромагніту. Значення коефіцієнта відбивання $R(\nu)$ визначено з точністю 1—2 %, а роздільну здатність — у вказаному діапазоні 1 см^{-1} .

Розглянемо випадок, коли $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ (див. табл. 1.9), який автори [5] характеризують конфігурацією Фогта, тобто як магнітне двопроменезаломлення, суть якого полягає в тому, що лінійно поляризоване випромінювання, напрямлене під прямим кутом до напрямку магнітного поля, після проходження шару ізо트로пної речовини, вміщеної в магнітне поле, стає еліптично поляризованим. Це зумовлено оптичною анізотропією речовини, яка виникає в магнітному полі й спрямована вздовж магнітного поля. Цікавий випадок, коли власне магнітне поле струму не є суттєвим і так само є не суттєвими граничні умови на поверхні напівпровідника.

Для монокристалів ZnO компоненти тензора діелектричної проникності в системі координат з віссю Z , які спрямовані вздовж зовнішнього магнітного поля \mathbf{B} , що напрямлене під кутом φ до осі кристала і розміщене в площині XZ , згідно з [103, 104], мають вигляд, як у табл. 1.9.

На рис. 1.22 подано спектри відбивання для монокристала ZnO з об'ємними та оптичними параметрами, наведеними в табл. 1.3, 1.4, 1.10 [1, 106, 107]. Крива 1 (рис. 1.22—1.25) відповідає залежності $R(\nu)$ за відсутності впливу магнітного поля. Вона збігається з експериментально отриманою кривою $R(\nu)$ [1] для одноосциляторної моделі ZnO (точки на рис. 1.22). Криві 2—4 (рис. 1.22, 1.23) відповідають залежностям $R(\nu)$ за наявності однорідного магнітного поля 30—100 кЕ.

ТАБЛИЦЯ 1. 11

Частоти мінімумів та максимумів спектрів відбивання нелегованого кристала ZnO у магнітному полі

$H, \text{кЕ}$	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$					$\nu_{\max}, \text{см}^{-1}$				
	I. a	I. б	II. б	II. з	II. e	I. a	I. б	II. б	II. з	II. e
10^{-3}	82	83	82	79	89	—	—	—	—	—
30	114	119	118	118	115	69	76	104	103	98
65	173	187	186	186	172	148	164	177	177	163
100	242	264	264	264	242	228	252	259	259	236

З рис. 1.22 видно, що під дією однорідного магнітного поля у випадках I. a, I. б, II. б, II. з, II. e збільшується кількість мінімумів та максимумів коефіцієнта відбивання і вони зміщуються у височастотну область зі зростанням величини магнітного поля. У табл. 1.11 наведено значення частот мінімуму та максимуму спектрів відбивання залежно від величини та напрямку магнітного поля відносно оптичної осі та досліджуваної поверхні напівпровідника. Ці дані узгоджуються з експериментальними дослідженнями, описаними І.М. Цидильковським [105], де показано, що у випадку поширення неполяризованого світла вздовж магнітного поля електричний вектор хвилі завжди перпендикулярний до поля і його можна розкласти на дві рівні циркулярно поляризовані складові з протилежними напрямками обертання. За умови поширення в напрямку, перпендикулярному до напрямку дії магнітного поля, неполяризоване світло можна розкласти на дві лінійно поляризовані складові паралельно полю і перпендикулярно до нього. Остання складова зумовлює розщеплення мінімуму в спектрах відбивання.

Крім того, магнітне поле змінює природу оптичних спектрів, спричиняючи появу квантових рівнів Ландау. Це зумовлено тим, що якщо напівпровідник розміщено у магнітному полі, то в площині, перпендикулярній до поля, виникає періодичний рух по колу з кутовою частотою (1.18), яку називають циклотронною. Отримані орбіти є квантованими, тому стани, які відповідають різним енергіям, сконцентровано в дискретні підзони. Переходи між останніми спричинятимуть появу піків у спектрі відбивання [105], і магнітне поле буде зміщувати дно зони провідності вгору, а вершину валентної зони — в бік менших енергій. Тому, підбираючи значення магнітної індукції, вимірювання можна проводити в діапазоні частот, які значно перевищують E_g/h . При цьому отримується інформація про структуру зони провідності (валентної зони) далеко від її дна (стелі).

На рис. 1.23 наведено спектри відбивання $R(\nu)$ для зразка ZO6-B у випадку II. e. За інших орієнтацій спектри розрізняються лише діапазонами частот, за яких проявляється вплив магнітного поля на монокристал. Так, у випадку I. a вплив магнітного поля на монокристал ZnO спостерігається за спектрами ІЧ-відбивання для частот $0\text{—}380 \text{ см}^{-1}$, I. б — $0\text{—}360 \text{ см}^{-1}$, II. б — $0\text{—}380 \text{ см}^{-1}$, II. з — $0\text{—}360 \text{ см}^{-1}$, II. e — $0\text{—}370 \text{ см}^{-1}$, а також дещо менший вплив у випадках I. a — $710\text{—}890 \text{ см}^{-1}$, I. б — $730\text{—}900 \text{ см}^{-1}$, II. б — $630\text{—}910 \text{ см}^{-1}$, II. з —

1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному...полі

620—940 см^{-1} , II. e — 640—840 см^{-1} . Отже, крім впливу анізотропії фононної та плазмової підсистем монокристала оксиду цинку, за спектрами зовнішнього ІЧ-відбивання спостерігається вплив анізотропії, спричиненої магнітним полем.

Як бачимо з рис. 1.23, для частот 370—640 см^{-1} та 840—1400 см^{-1} вплив однорідного магнітного поля на зразок відсутній. У діапазоні від 250 до 380 см^{-1} спостерігається максимальна зміна коефіцієнта зовнішнього відбивання сильно легованого монокристала, зумовлена дією однорідного магнітного поля на зразок ZnO (рис. 1.23, вставка). На відміну від попереднього випадку в області $\approx 300 \text{ см}^{-1}$ в ІЧ-спектрах зовнішнього відбивання зареєстровано прояв нових максимумів та мінімумів у разі збільшення величини магнітного поля. Проте, як свідчать результати математичного експерименту, їхні амплітуди та зміщення у високочастотну ІЧ-діапазоні за умови зростання магнітного поля є незначними, оскільки домішки в напівпровідниках спричиняють розширення рівнів Ландау. За таких умов для задовільного поділу рівнів необхідні сильні магнітні поля.

На рис. 1.24, 1.25 наведено залежності $R(\nu)$ для нелегованих монокристалів ZnO за різних значень коефіцієнта затухання оптичних фононів, незмінної плазмової частоти і коефіцієнта затухання оптичного плазмону в магнітному полі, що дорівнює 65 кЕ.

Як бачимо на рис. 1.24, при $\nu_p = 100 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_p = 100 \text{ см}^{-1}$ в однорідному магнітному полі $H = 65 \text{ кЕ}$ у спектрі відбивання на частотах 180 і 190 см^{-1} проявляються ще один максимум та мінімум, інтенсивність якого не змінюється

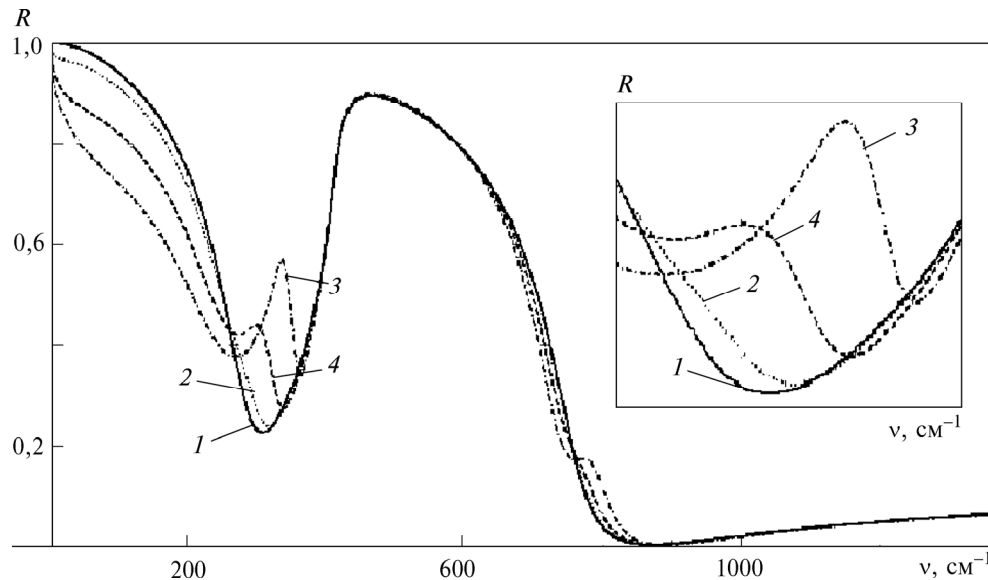


Рис. 1.23. Спектри відбивання $R(\nu)$ ZO6-B в однорідному магнітному полі:
1—4 — $H = 1 \cdot 10^{-3}, 30, 65, 100 \text{ кЕ}$. На вставці — залежність $R(\nu)$ для частот 250—380 см^{-1}

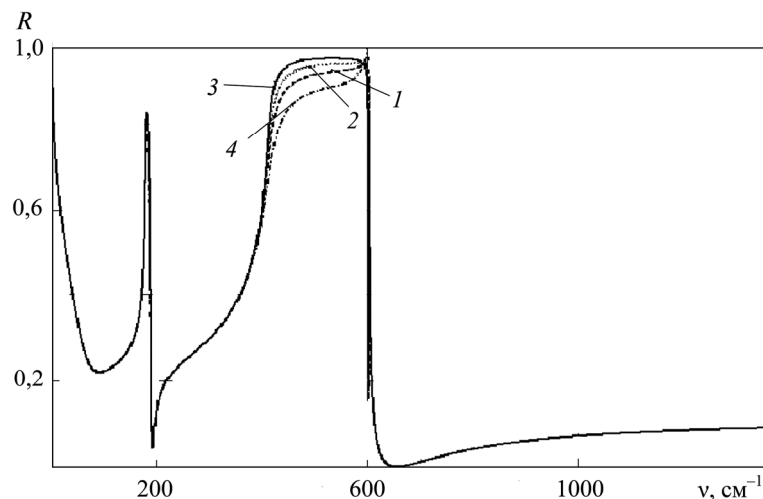


Рис. 1.24. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $\nu_p = 100 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 100 \text{ см}^{-1}$, $H = 65 \text{ кЕ}$:
1 — $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\gamma_f = 15 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\gamma_f = 20 \text{ см}^{-1}$; 4 — $\gamma_f = 30 \text{ см}^{-1}$

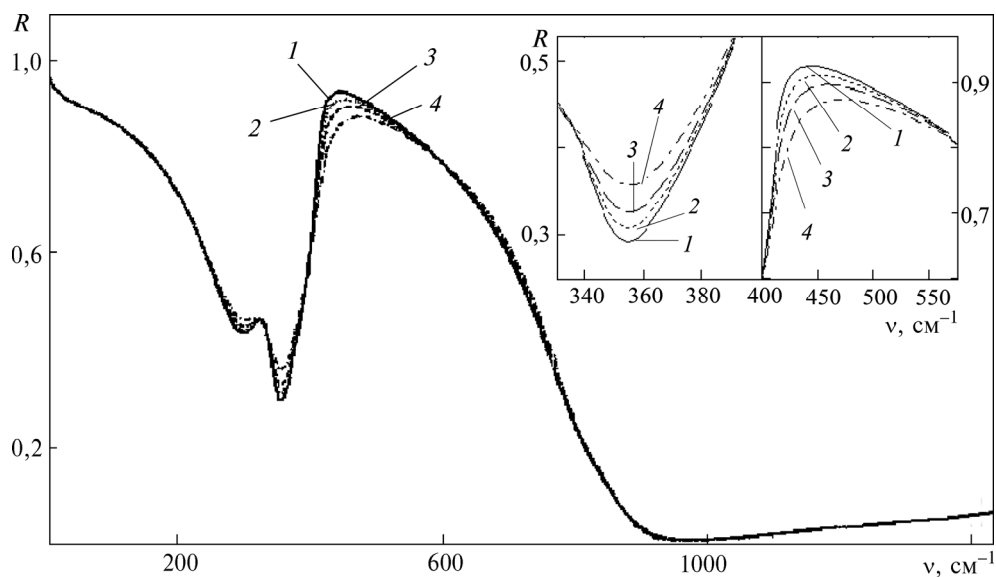


Рис. 1.25. Залежності $R(\nu)$ ZnO при $\nu_p = 500 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 500 \text{ см}^{-1}$, $H = 65 \text{ кЕ}$. Позначення такі самі, як на рис. 1.24. На вставці — $R(\nu)$ збільшено в 5 разів

за умови зміни коефіцієнта згасання оптичного фонона. Згасання оптичного фонона проявляється в діапазоні спектра від 390 до 600 см^{-1} зменшенням інтенсивності відбивання в разі зростання коефіцієнта згасання оптичного фонона.

На рис. 1.25 подано спектри відбивання монокристалів оксиду цинку з плазмовою частотою $\nu_p = 500 \text{ см}^{-1}$ та коефіцієнтом згасання плазмонів $\gamma_p =$

1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному...полі

$= 500 \text{ см}^{-1}$. Як бачимо, в діапазоні $250\text{—}380 \text{ см}^{-1}$ (див. рис. 1.25, вставка) $R(v)_{\min}$ зростає від 0,295 до 0,36 за умови зростання коефіцієнта затухання фонона γ_f від 11 до 30 см^{-1} , а в діапазоні $450\text{—}570 \text{ см}^{-1}$ $R(v)_{\max}$ зменшується від 0,925 до 0,875.

Аналізуючи отримані спектри зовнішнього відбивання (рис. 1.22—1.25), можна зробити висновок, що найбільшим вплив однорідного магнітного поля на оптично-анізотропний монокристал ZnO є для нелегованого напівпровідника (див. рис. 1.22).

Зміни коефіцієнтів відбивання R , пропускання T і поглинання A світла за умови розташування кристала в магнітному полі (магніторефрактивний ефект) уперше було теоретично вивчено і експериментально підтверджено в працях [108—119]. Магніторефрактивний ефект на відбиванні характеризується коефіцієнтом магнітовідбивання. Згідно з [115, 116] коефіцієнт магнітовідбивання визначають так:

$$\Delta R / R = (R_0 - R_H) / R_0, \quad (1.37)$$

де R_H і R_0 — коефіцієнти відбивання світла монокристалом відповідно за наявності й відсутності магнітного поля.

Автори праці [115] вперше експериментально виявили та дослідили вплив магнітного поля на коефіцієнт відбивання кристалічних діелектриків Al_2O_3 , LiF, MgO. Показано, що спектри відбивання в оптично-анізотропних немагнітних кристалах деформуються під дією магнітного поля. У спектрах магнітовідбивання спостерігали різкі піки в діапазонах частот, де відбивна здатність кристала за відсутності магнітного поля є мінімальною.

У працях [117] досліджено магніторефрактивний ефект у монокристалах ZnO і 6H-SiC.

На рис. 1.26 і 1.27 подано залежності коефіцієнта відбивання від величини однорідного магнітного поля на частотах, що відповідають частотам мінімуму-

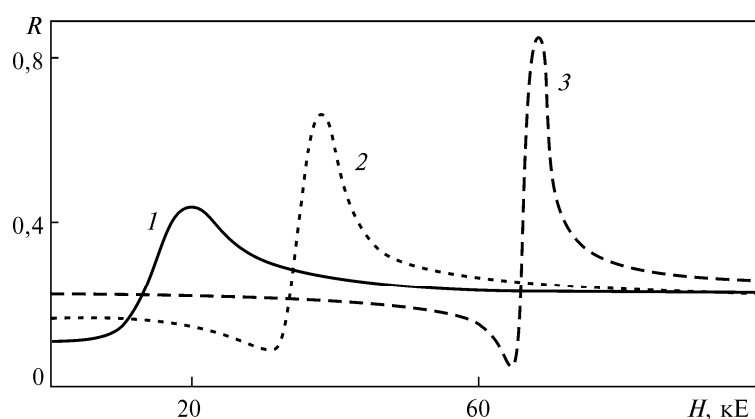


Рис. 1.26. Залежності $R(H)$ ZnO (зразок ZO2-3) за частот мінімумів спектра відбивання:
1 — $\nu = 88 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu = 119 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\nu = 186 \text{ см}^{-1}$

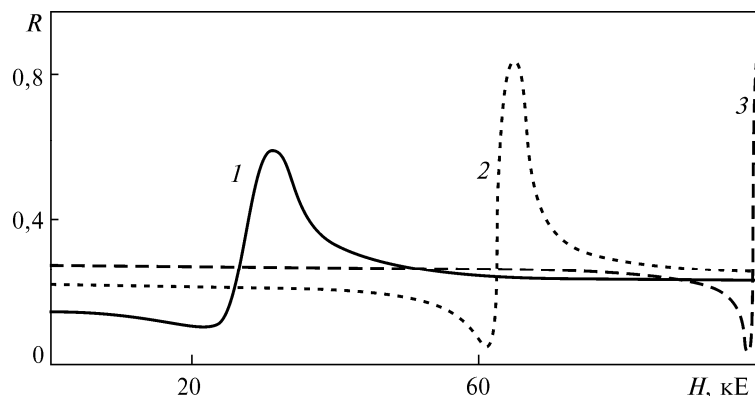


Рис. 1.27. Залежності $R(H)$ ZnO (зразок ZO2-3) за частот максимумів спектра відбивання: 1 — $\nu = 104 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu = 177 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\nu = 259 \text{ см}^{-1}$

мів і максимумів залежності $R(\nu)$ для нелегованого монокристала ZnO (зразок ZO2-3) (див. рис. 1.22, криві 2—4).

На рис. 1.28 наведено спектр магнітовідбивання $\Delta R/R$ від поверхні гексагонального напівпровідника ZnO за впливу однорідного магнітного поля $H = 30 \text{ кЕ}$ (орієнтація II. е), отриманий за формулою (1.37) з використанням спектрів відбивання за умови дії на зразок магнітного поля та за його відсутності. Як бачимо з рис. 1.29, $\Delta R/R \approx 3 \%$ для ZnO за даного магнітного поля.

На рис. 1.29 подано спектри магнітовідбивання $\Delta R/R$ для монокристала ZnO за різних величин зовнішніх магнітних полів. На відміну від монокристалів 6H-SiC, сильно легованих ZnO та діелектриків [117] у нелегованому напівпровіднику ZnO відбуваються зміни спектрального положення мінімумів магнітовідбивання за різних магнітних полів. Мінімуми спектрів магнітовідбивання ZnO спостерігаються на частотах $\nu = 98, 163, 236 \text{ см}^{-1}$ (табл. 1.11), що відповідають частотам додаткових максимумів у спектрах відбивання напівпровідників ZnO (II. е) за наявності впливу на кристал магнітних полів відповідно $H = 30, 65$ та 100 кЕ .

Вигляд експериментально отриманого за допомогою спектрометра Інфралюм ФТ-801 спектра $\Delta R/R$ для нелегованого напівпровідника ZnO за наявності зовнішнього магнітного поля $H = 22 \text{ кЕ}$ наведено на рис. 1.30, а після згладжування даних — на рис. 1.31.

Як бачимо на рис. 1.29, 1.32, зміни в спектрах магнітовідбивання відбуваються в діапазоні «залишкових променів». При цьому за умови збільшення концентрації вільних носіїв заряду зменшується коефіцієнт магнітовідбивання і навпаки. У монокристалах ZnO

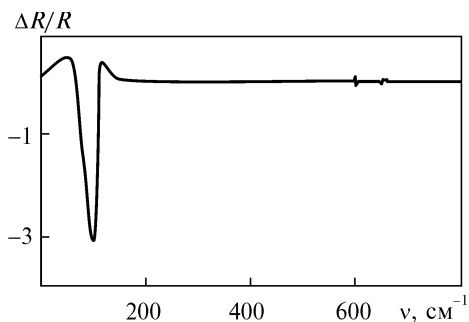


Рис. 1.28. Спектр магнітовідбивання $\Delta R/R$ ZnO у магнітному полі $H = 30 \text{ кЕ}$

1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному...полі

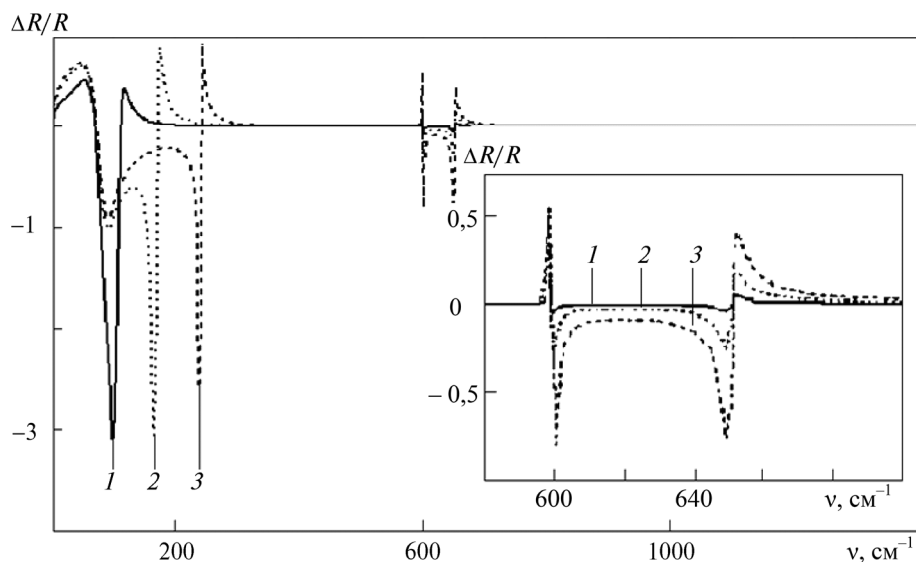


Рис. 1.29. Спектри магнітовідбивання $\Delta R(\nu)/R(\nu)$ нелегованого ZnO за наявності зовнішнього магнітного поля:

1 — $H = 30$ кЕ; 2 — $H = 65$ кЕ; 3 — $H = 100$ кЕ. На вставці — $\Delta R(\nu)/R(\nu)$ збільшено в 5 разів

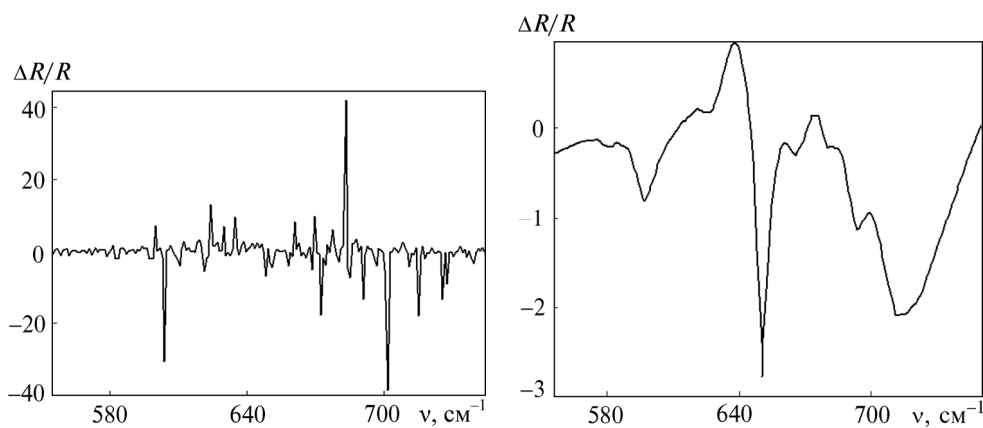


Рис. 1.30. Експериментально отриманий спектр магнітовідбивання $\Delta R(\nu)/R(\nu)$ нелегованого ZnO за наявності зовнішнього магнітного поля $H = 22$ кЕ

Рис. 1.31. Експериментально отриманий спектр магнітовідбивання $\Delta R(\nu)/R(\nu)$ нелегованого ZnO за наявності зовнішнього магнітного поля $H = 22$ кЕ (після згладжування даних)

спостерігається різка зміна ефекту за незначного зростання магнітного поля. Розрахунки засвідчують залежність коефіцієнта магнітовідбивання від концентрації вільних носіїв заряду та величини зовнішнього однорідного магнітного поля.

Із використанням математичної моделі [116] досліджували залежності коефіцієнта магнітовідбивання від коефіцієнта затухання оптичного фонона та

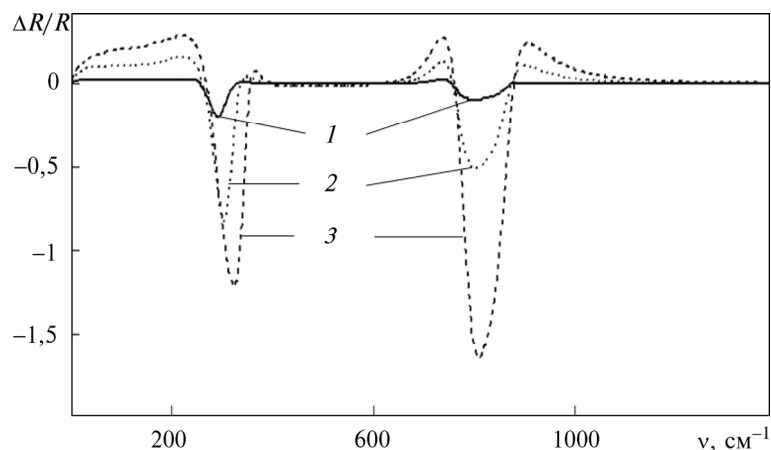


Рис. 1.32. Спектри магнітовідбивання $\Delta R(\nu)/R(\nu)$ сильно легованого ZnO за наявності зовнішнього магнітного поля:

1 — $H = 30$ кЕ; 2 — $H = 65$ кЕ; 3 — $H = 100$ кЕ

коефіцієнта згасання плазмонів у напівпровідниках ZnO за різних концентрацій вільних носіїв зарядів і величини зовнішнього однорідного магнітного поля. У табл. 1.12 наведено отримані для полярних одновісних напівпровідників ZnO значення частот мінімумів у спектрах магнітовідбивання та розрахункові значення $\Delta R/R$ у цих точках за умови сканування за величиною магнітного поля, а також коефіцієнтів згасання оптичного фонона γ_f та плазмонів γ_p за різних концентрацій вільних носіїв заряду.

ТАБЛИЦЯ 1. 12
Значення мінімумів магнітовідбивання ZnO та їхні залежності від γ_f та γ_p

Параметр	H, кЕ					
	30		65		100	
ZO2-3, $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$						
$\gamma_f, \text{ cm}^{-1}$	11	30	11	30	11	30
$\Delta R/R$	-3,1021	-2,9423	-3,0471	-2,825	-2,5847	-2,296
$\nu_{\min 1}, \text{ cm}^{-1}$	97		163		236	
$\gamma_p, \text{ cm}^{-1}$	110	500	110	500	110	500
$\Delta R/R$	-3,1021	-5,6367	-3,0471	-3,0356	-2,5847	-2,4937
$\nu_{\min 1}, \text{ cm}^{-1}$	97	69	163	162	236	236
$\gamma_f, \text{ cm}^{-1}$	11	30	11	30	11	30
$\Delta R/R$	—	—	—	—	—	—
$\nu_{\min 2}, \text{ cm}^{-1}$	—	—	—	—	—	—
$\gamma_p, \text{ cm}^{-1}$	110	500	110	500	110	500
$\Delta R/R$	—	—	—	—	—	—
$\nu_{\min 2}, \text{ cm}^{-1}$	—	—	—	—	—	—

1.10. Узагальнені результати

Закінчення табл. 1.12

Параметр	H, κE					
	30		65		100	
ZO6-B, $n_0 = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$						
$\gamma_f, \text{ см}^{-1}$	11	30	11	30	11	30
$\Delta R/R$	-0,2309	-0,1605	-1,0075	-0,6906	-1,4159	-1,0507
$v_{\text{min1}}, \text{ см}^{-1}$	290	289	302	300	323	320
$\gamma_p, \text{ см}^{-1}$	110	500	110	500	110	500
$\Delta R/R$	-0,2325	-0,2407	-1,0387	-0,971	-1,2989	-1,2772
$v_{\text{min1}}, \text{ см}^{-1}$	316	283	323	297	334	319
$\gamma_f, \text{ см}^{-1}$	11	30	11	30	11	30
$\Delta R/R$	-0,0821	-0,0983	-0,4472	-0,5563	-1,4203	-1,8711
$v_{\text{min2}}, \text{ см}^{-1}$	797	793	801	798	808	806—807
$\gamma_p, \text{ см}^{-1}$	110	500	110	500	110	500
$\Delta R/R$	—	-0,0817	—	-0,4502	—	-1,432
$v_{\text{min2}}, \text{ см}^{-1}$	—	791	—	794	—	801

З рис. 1.29, 1.32 і табл. 1.12 бачимо, що коефіцієнт магнітовідбивання є чутливим до зміни коефіцієнтів затухання оптичного фону γ_f та плазмонів γ_p . Встановлено, що за умови зростання коефіцієнта затухання оптичного фону γ_f у сильно легованому ZnO коефіцієнт $\Delta R/R$ збільшується у діапазоні високих частот та зменшується в діапазоні низьких частот. Ця закономірність спостерігається для всіх монокристалів ZnO, крім сильно легованих. Для останніх за $H \approx 100$ кЕ магніторефрактивний ефект є більш вираженим за низьких частот. Показано, що за умови зростання коефіцієнта затухання плазмонів γ_p у нелегованому ZnO відбувається збільшення $\Delta R/R$ у смузі «залишкових променів». Зростання концентрації електронів у ZnO супроводжується зменшенням $\Delta R/R$.

1.10. Узагальнені результати

Із результатів досліджень випливає, що найперспективнішим методом вирощування досконалих монокристалів оксиду цинку великих розмірів є гідротермальний. Визначено параметри росту монокристалів: високотемпературний водний розчин містить 5 моль КОН, 1,2 моль LiOH при $T = 270^\circ \text{C}$ і перепаді температур $\Delta T = 40^\circ \text{C}$ (на зовнішній стінці автоклава) та тиску 520 атм.

Досліджено спектри ІЧ-відбивання для монокристалів ZnO при $E \perp C$ і $E \parallel C$ у діапазоні $200\text{—}4000 \text{ см}^{-1}$ з концентрацією електронів $10^{17}\text{—}10^{19} \text{ см}^{-3}$. Визначено, що зменшення коефіцієнта відбивання за частоти $400\text{—}510 \text{ см}^{-1}$ пов'язане з якістю обробки поверхні. Вперше виявлений спектр коливань ZnO в області 504 см^{-1} є особливо інтенсивним при $E \parallel C$.

Показано, що за наявності впливу сильного однорідного магнітного поля ($B = 1\text{—}100$ кГс) на монокристали ZnO у спектрах ІЧ-відбивання спостеріга-

Р о з д і л 1. Прояв анізотропії монокристалів оксиду цинку...

ються аномалії коефіцієнта зовнішнього відбивання. Істотним результатом є те, що на прикладі ZnO вперше для оптично-анізотропних монокристалів показано області, де за впливу сильного однорідного магнітного поля за орієнтації $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ (конфігурація Фогта) у спектрах зовнішнього відбивання спостерігаються прояви нових осциляцій, які, безперечно, є цікавими для розробки реперних точок на шкалі магнітних полів. Крім того, вперше зареєстровано, що найвагоміші зміни відбуваються в спектрах ІЧ-відбивання в разі впливу сильного однорідного магнітного поля для слабо легованих монокристалів, де проявляються додаткові мінімуми та максимуми. Показано залежність абсолютних значень коефіцієнта відбивання та частоти від величини однорідного магнітного поля, що дає змогу розв'язувати пряму (вивчати фізичні та хімічні властивості напівпровідника за відомою величиною магнітного поля) та обернену (отримувати інформацію про зовнішнє магнітне однорідне поле за відомими оптичними і електрофізичними величинами) задачі.

Розділ 2

ПОВЕРХНЕВІ ПОЛЯРИТОНИ В АНІЗОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ ОКСИДУ ЦИНКУ

2.1. Вступ

Поверхневі фононні поляритони в ізотропних кристалах вивчено досить добре [див., наприклад, 1—10]. Автори праць [1, 2] показали якісний збіг теорії й експерименту для кристалів NaCl , CaF_2 і CdF_2 вже в гармонійному наближенні, тобто ангармонічні поправки є незначними. У працях [3, 7] вивчали поверхневі поляритони в багатоатомних кубічних кристалах SrTiO_3 і KTaO_3 з трьома ІЧ активними фононами. Показано, що отримано три гілки дисперсійних кривих поверхневих поляритонів. Спектри поверхневих поляритонів у анізотропних кристалах на відміну від ізотропних можуть існувати не за всіх орієнтацій поверхні кристала відносно його кристалографічних осей. Крім того, в оптично-анізотропних кристалах проявляється сильна залежність дисперсії ПП від напрямку хвильового вектора [4—18].

Теоретично поверхневі поляритони в анізотропних кристалах досліджено в працях [19—32]. Показано, що в анізотропних кристалах цьому типу коливань властива низка особливостей, які проявляються в дисперсійних залежностях, просторовій структурі та коефіцієнтах затухання ПП. Результати перших експериментів щодо ПП анізотропного кристала подано в [24, 33]. Виконували дослідження тетрагональних кристалів MgF_2 і TiO_2 зі структурою рутилу. Детально вивчено ПП в α -кварці [29, 34—36], карбіді кремнію [37], Al_2O_3 , $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, SrTiO_3 , LiIO_3 , LiTaO_3 , ZnP_2 , CdP_2 , CdS [7, 8, 38—49].

Дотепер дані про вивчення ПП монокристалів оксиду цинку були відсутні. В працях [50—53] досліджували ПП у шарах оксиду цинку на діелектричних і металевих підкладках. Точність отриманих результатів (10—40 %) залежала від умов приготування структури та матеріалу підкладки. Незважаючи на досить широке використання оксиду цинку, його оптичні властивості в ІЧ-смузі спектра вивчено недостатньо. Навіть такі фундаментальні характеристики ZnO , як частота поперечних і поздовжніх оптичних фононів, статична і високочастотна діелектричні проникності та їхня анізотропія є дуже суперечливими і неузгодженими [54—59]. Це обмежує можливості експериментального та теоретичного дослідження поверхневих поляритонів. Тому передусім постало питання дослідження монокристалів оксиду цинку методом спектроскопії ІЧ-відбивання з метою визначення параметрів кристалічної ґратки (див. розд. 1) і лише нині з'явилася можливість для дослідження властивостей поверхневих поляритонів в оптично-анізотропних кристалах із урахуванням орієнтації оптичної осі й анізотропії фононної та плазмонної підсистем.

2.2. Методика обробки експериментальних і розрахункових спектрів на ЕОМ

Визначення параметрів зразків за спектрами ІЧ-відбивання є складною математичною задачею. Порівняння експериментальних і розрахункових спектрів ІЧ-відбивання в діапазоні «залишкових променів» дає змогу визначити оптичні та електрофізичні параметри кристала.

Використовуваний метод ґрунтується на вимірюванні експериментальних значень коефіцієнта відбивання $RE(v)$ на частоті v , см^{-1} . Експериментальне дослідження проведено на спектрофотометрі SPECORD-M80. У блок пам'яті машини (SPECORD-M80) записуються значення коефіцієнта відбивання від дзеркала $I_0(v)$ (напилений шар алюмінію на скло, слабо легований карбід кремнію 6H-SiC) і зразка $I(v)$. Прилад дає можливість проводити вимірювання кожної точки протягом $\tau = 60$ с і записувати у блок пам'яті (пару чисел) усереднене значення $RE(v_i)$ і частоту v_i , на якій відбувалося вимірювання. Значення чисел у масивах, що відповідають одній частоті v_i , діляться ($RE(v_i) = I(v_i)/I_0(v_i)$) і за спеціальною програмою за необхідності виводяться на 16-розрядний буквено-цифровий термодрукуювальний пристрій, самописець, електронне табло приладу чи магнітну картку.

Розмір кроку за частотою може автоматично змінюватися залежно від важливості вимірюваної ділянки спектра. Для отриманого масиву експериментальних значень коефіцієнта відбивання $RE(v)$ на ЕОМ проводився розрахунок спектрів ІЧ-відбивання $RT(v)$ за формулами, що враховують внесок у відбивання об'ємних фононів, плазмонів і поглинального порушеного шару [4]:

$$R_T(v) = \frac{\{(g_1^2 + h_1^2)\exp(\gamma_2) + (g_2^2 + h_2^2)\exp(-\gamma_2) + A \cos \delta_2 + B \sin \delta_2\}}{\{\exp(\gamma_2) + (g_1^2 + h_1^2)(g_2^2 + h_2^2)\exp(-\gamma_2) + C \cos \delta_2 + D \sin \delta_2\}},$$

$$A = 2(g_1g_2 + h_1h_2), \quad C = 2(g_1g_2 - h_1h_2), \quad B = 2(g_1h_2 - h_1g_2), \quad D = 2(g_1h_2 + h_1g_2),$$

$$g_1 = \frac{[n_1^2 - n_2^2 - k_2^2]}{[(n_1 + n_2)^2 + k_2^2]}, \quad g_2 = \frac{[n_2^2 - n_3^2 + k_2^2 - k_3^2]}{[(n_2 + n_3)^2 + (k_2 + k_3)^2]},$$

$$h_1 = \frac{(2n_1k_2)}{[(n_1 + n_2)^2 + k_2^2]}, \quad h_2 = \frac{[2(n_2k_3 - n_3k_2)]}{[(n_2 + n_3)^2 + (k_2 + k_3)^2]}, \quad (2.1)$$

$$\gamma_2 = \frac{(4\pi k_2 d_{\text{ш}})}{\lambda}, \quad \delta_2 = \frac{(4\pi n_2 d_{\text{ш}})}{\lambda},$$

де n_1, n_2, n_3 — показники заломлення; k_1, k_2, k_3 — показники поглинання відповідно повітря, порушеного шару товщиною $d_{\text{ш}}$.

Показники n_2 і n_3 обчислювали за моделлю діелектричної проникності оптично-анізотропного напівпровідника:

$$\varepsilon_i(v) = \varepsilon'_i + i\varepsilon''_i,$$

Тут ε'_i і ε''_i — дійсна та уявна частини діелектричної проникності:

2.2. Методика обробки експериментальних і розрахункових спектрів на ЕОМ

$$\varepsilon'_i = n_i^2 - k_i^2, \quad \varepsilon''_i = 2n_i k_i,$$

де n_i і k_i — показник заломлення та головний показник поглинання i -го шару;

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_\infty + \left\{ \frac{[B_{1a}(1-y_a)]}{[(1-y_a)^2 + D_{1a}y_a]} \right\} - \left[\frac{\varepsilon_\infty}{(D_p + x_p)} \right],$$

$$\varepsilon''_i = \sum_{a=1}^b \left\{ \frac{\left[B_{1a} \left(\frac{D_p}{x_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{[(1-y_a)^2 + D_{1a}y_a]} \right\} + \left[\frac{\varepsilon_\infty \left(\frac{D_p}{x_p} \right)^{\frac{1}{2}}}{(D_p + x_p)} \right],$$

$$D_{1a} = \left(\frac{\gamma_{fa}}{v_{Ta}} \right)^2, \quad D_p = \left(\frac{\gamma_p}{v_p} \right)^2, \quad x_a = \left(\frac{v}{v_{pa}} \right)^2, \quad y_a = \left(\frac{v}{v_{Ta}} \right)^2,$$

$a = 1, 2, 3, \dots$ — кількість осциляторів у i -му шарі; B_{1a} — сила a -го осцилятора в i -му шарі; v_{Ta} — частота фону a -го осцилятора в i -му шарі; γ_{fa} — коефіцієнт затухання фону a -го осцилятора в i -му шарі; γ_{pa} і v_{pa} — відповідно коефіцієнт затухання та частота плазмонів.

Параметри математичної моделі, які слабо впливають на форму спектра, визначали за результатами незалежних досліджень [60], що сприяло підвищенню точності визначення шуканих параметрів.

Завдання максимального наближення експериментальних і розрахункових спектрів ІЧ-відбивання легованих зразків зводиться до варіювання коефіцієнта затухання поперечного оптичного фону γ_f , коефіцієнта затухання γ_p і частоти плазмових коливань v_p . Достовірність оцінки значення параметра контролюється додатковим аналізуванням середньоквадратичного відхилення значень експериментального коефіцієнта відбивання від розрахункового за формулою

$$\delta = \frac{\left[\sum_{i=1}^N (RE(v_i) - RT(v_i))^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{N}, \quad (2.2)$$

де $RE(v_i)$, $RT(v_i)$ — значення експериментального та теоретичного коефіцієнтів відбивання в i -й точці.

Функція δ у формулі (2.2) характеризує точність підгонки розрахунку до експерименту. Мінімізували δ , змінюючи значення варійованих параметрів γ_f , γ_p , v_p у кілька етапів. На перших етапах підгонки зміни становили 0,1 від заданих параметрів. Потім здійснювали точнішу підгонку з кроком у 10 разів меншим і процес мінімізації повторювали, поки деяка зі змін варійованих параметрів не призводила до зменшення значення δ або воно ставало меншим за заздалегідь задану точність. Після закінчення підгонки на друк (дисплей ЕОМ) виводилися значення шуканих параметрів і графіки $RE(v)$, $RT(v)$.

Цей метод є універсальним, за допомогою розробленого алгоритму можна порівнювати експериментальні й теоретичні спектри ППВВ, дисперсійні залежності поверхневих фононних і поверхневих плазмон-фононних поляритонів, що дає додаткові можливості для визначення фізичних параметрів анізотропних напівпровідників неруйнівним методом ППВВ.

2.3. Поверхневі поляритони в одновісних кристалах

Як показано в працях [22—24], в анізотропних кристалах поверхневі фононні поляритони існують не за всіх орієнтацій кристала відносно його кристалографічних осей. Розглянуто випадок одновісного кристала у вакуумі. Вісь X відповідає напрямку поширення ПП, вісь Z є перпендикулярною до поверхні кристала, а тензор діелектричної проникності $\epsilon(X, Y, Z)$ — діагональним відносно осей X, Y, Z .

З огляду на розв'язок рівнянь Максвелла для ПП отримуємо таке дисперсійне рівняння [21—24, 33]:

$$\epsilon_x = \frac{\left[\left(\frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} \right) (\chi_x^2 - \epsilon_z) \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[(\chi_x^2 - \epsilon_z)^{\frac{1}{2}} \right]}, \quad \chi_x = \frac{q_x c}{\omega}, \quad (2.3)$$

χ_x — зведений хвильовий вектор; ω — циклічна частота; ϵ_x і ϵ_z — компоненти тензора діелектричної проникності вздовж осей X і Z . Позначимо компоненти тензора діелектричної проникності вздовж і перпендикулярно до оптичної осі C одновісного кристала відповідно ϵ_{\parallel} і ϵ_{\perp} .

Якщо $C \parallel y$, то $\epsilon_x = \epsilon_z = \epsilon_{\perp}$ і дисперсійна залежність звичайних ПП має вигляд [4, 23]

$$\chi_x^2 = \frac{\epsilon_{\perp}(\omega)}{[\epsilon_{\perp}(\omega) + 1]}. \quad (2.4)$$

Залежність (2.4) збігається з подібною для ізотропного кристала і відповідає звичайним ПП ізотропного кристала.

Якщо $C \parallel z$, то $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$, $\epsilon_x = \epsilon_{\perp}$ і на підставі (2.3) випливає, що

$$\chi_x^2 = \frac{\{\epsilon_{\parallel}(\omega)[1 - \epsilon_{\perp}(\omega)]\}}{[1 - \epsilon_{\perp}(\omega)\epsilon_{\parallel}(\omega)]}. \quad (2.5)$$

Якщо $C \parallel x$, то $\epsilon_x = \epsilon_{\parallel}$, $\epsilon_z = \epsilon_{\perp}$ і вираз (2.3) набуває вигляду

$$\chi_x^2 = \frac{\{\epsilon_{\perp}(\omega)[1 - \epsilon_{\parallel}(\omega)]\}}{[1 - \epsilon_{\perp}(\omega)\epsilon_{\parallel}(\omega)]}. \quad (2.6)$$

Ці вирази відповідають незвичайним поверхневим поляритонам анізотропного кристала.

Умови існування ПП в анізотропному кристалі одержимо, проаналізувавши вираз (2.3):

1. $\varepsilon_x < 0, \varepsilon_z < 0$.
2. $\varepsilon_x < 0, \varepsilon_z > \chi_x^2$.

(2.7)

У працях [24, 33] визначено умови $\varepsilon_x < 0, \varepsilon_z < 0$ для поверхневих поляритонів типу 1 (ПП-1), які існують за будь-яких $\chi_x^2 > 1$. ПП-1 досліджено досить детально, їх описано, наприклад, у [1, 7, 49, 61, 62].

Поверхневі поляритони типу 2 (ПП-2) існують в обмеженому діапазоні хвильових векторів $q_x < \omega/(c\varepsilon_z^{1/2})$ при $\varepsilon_z > 0$. Вони характерні тільки для анізотропних кристалів [1, 21, 33]. Їх називають віртуальними поверхневими коливаннями [25, 27], що існують до особливої точки $q_x = \omega/(c\varepsilon_z^{1/2})$ — «точки зупинки» при $\chi_x^2 > \varepsilon_z$ [35]. Амплітуда хвилі ПП-2 не затухає вглиб кристала, а частота $\omega(q_x)$ стає комплексною. Сильне розширення спектра ПП-2 зумовлене переходом в об'ємну хвилю.

Зазначимо, що поведінку ПП-2 в околі «точки зупинки» проаналізовано в гармонійному наближенні. Експериментально ПП-2 спостерігали в MgF_2 [22, 24], у $\alpha\text{-SiO}_2$ [35, 36] і в LiNbO_3 [40, 43—46]. Проте особливості поведінки спектрів ПП-2 у «точці зупинки» до кінця не досліджено. Стверджується, що спектри порушеного повного внутрішнього відбивання ПП-2 існують при $q_x < \omega/(c\varepsilon_z^{1/2})$ і зникають при $q_x > \omega/(c\varepsilon_z^{1/2})$. Результати детальних досліджень свідчать, що інтенсивність спектрів ППВВ ПП-2 залежить від розміру зазору d_z між елементом ППВВ і зразком. За правильного встановлення зазору d_z спостерігається спектр ПП-2. Це довело необхідність подальших досліджень спектрів ПП-2, їхніх дисперсійних залежностей і коефіцієнтів затухання.

Як правило, більшість досліджень ПП в анізотропних кристалах проведено за простих геометрій досліду, коли хвильовий вектор ПП $q_x = K$ був або паралельним, або перпендикулярним до осі C . При цьому враховувалася необхідність використання лінійної комбінації двох незалежних розв'язків рівняння Френеля кристалооптики в процесі розрахунку просторової структури поля ПП в анізотропному середовищі. У праці [30, 31] зроблено спробу побудови теорії ПП для кристала з несиметричним діелектричним тензором ε_{ij} . Однак результати аналізу не переходять у відомі вирази. Тому в [32, 45] запропоновано загальну теорію ПП в анізотропних кристалах за довільної орієнтації кристалографічних осей відносно поверхні зразка. Показано, що на відміну від ізотропних кристалів поляризація ПП має змішаний характер, а просторове затухання поля ПП не є експоненціальним. Теорію добре підтверджено даними з дисперсії ПП LiNbO_3 і LiTaO_3 та ін. [40—46].

Дисперсійні співвідношення для ПП в анізотропних кристалах отримано також у працях [21, 49]. У [49] вивчали поверхневі електромагнітні хвилі, пов'язані з поверхневими плазмонами і оптичними фононами (поверхневі плазмон-поляритони) в одновісному полярному напівпровіднику. Показано, що за певних умов поле поверхневої хвилі, осцилюючи, убуває вглиб кристала.

Найпоширенішим методом дослідження поверхневих поляритонів є модифікований метод ППВВ [1, 4], коли елемент ППВВ знаходиться на відстані d_z від поверхні зразка (рис. 2.1). На підставі вивчення спектрів ППВВ ПП мож-

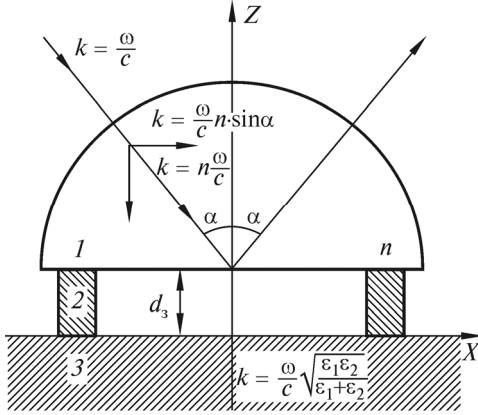


Рис. 2.1. До випадку збудження поверхневих поляритонів за допомогою методу ППВВ:

1 — α -елемент ППВВ; 2 — прокладки, що створюють зазор між елементом ППВВ і кристалом; 3 — досліджуваний кристал; n — показник заломлення речовини, з якого виготовлено елемент ППВВ; d_3 — зазор між елементом ППВВ і досліджуваним кристалом

на визначати дисперсійну залежність ПП $v_s(K)$ та їхні коефіцієнти затухання $\Gamma_{\text{ПП}}$. Як свідчать дані праць [45, 48, 61], дослідження спектрів ППВВ ПП $\alpha\text{-LiIO}_3$ і NaBrO_3 проводили за відносно невеликих розмірів зазору d_3 , що спричинило радіаційне розширення спектрів і спотворення дисперсії $v_s(K)$. Тому необхідна спеціальна методика оброблення експериментальних даних, спрямована на отримання істинної $v_s(K)$. Порівняння теоретичних даних з експериментальними стало критерієм якісного узгодження, цей метод поширено на дослідження змішаних ПП [44]. Зазначимо, що робота з малими зазорами обмежується лише дослідженнями $v_s(K)$ і практично не дає змоги досліджувати анізотропію коефіцієнтів затухання ПП $\alpha\text{-LiIO}_3$, LiNbO_3 , ZnP_2 і CdP_2 [32, 43—46, 49].

Просторову структуру поля ПП згідно з [45, 61] подано у формі

$$E_p(r, t) = E_p(r) \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}, \quad (2.8)$$

$$E_p(r) = \begin{cases} U \exp(iQr), & Q = k - isn \text{ при } (nr) < 0, \\ V \exp(iPr), & P = K + ipn \text{ при } (nr) > 0. \end{cases}$$

$$E_p(r) = \sum_{\mu=1}^2 E_p(r) - \sum_{\mu=1}^2 U \exp(iQ_\mu r),$$

де $Q_\mu = k - is_\mu n$ ($\mu = 1, 2$), μ — індекси, що відповідають двом фізично значущим розв'язкам рівняння Френеля; K — хвильовий вектор ПП; s і p — параметри локалізації, які обрано так, щоб поле було локалізовано біля межі ($\text{Re } s, p > 0$); к. с. — комплексна складова.

В одновісних кристалах проявляються ПП змішаного типу. Розглянемо такі схеми досліду:

1. Вісь C знаходиться на межі поділу вакуум—кристал і орієнтована під кутом φ відносно хвильового вектора K . Тоді залежність $v_s(K)$ має вигляд

$$(s_1 + p) \left[\frac{\varepsilon_{\parallel}}{s_2 + \frac{\varepsilon}{p + \left(\frac{K^2}{s_1^2} \right) \left[\frac{(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})}{s_2} \right] \sin^2 \varphi}} \right] \text{ctg} \varphi -$$

2.3. Поверхневі поляритони в одновісних кристалах

$$-(s_2 + p) \left[\left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{s_1} \right) + \frac{\varepsilon}{p} \right] \left[\frac{(q_x^2 \varepsilon_{\perp})}{s_1^2} \right] \operatorname{tg} \varphi = 0, \quad (2.9)$$

$$s_1^2 = K^2 - q_x^2 \varepsilon_{\perp},$$

$$s_2^2 = K^2 \left[\sin^2 \varphi + \left(\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \right) \cos^2 \varphi \right] - q_x^2 \varepsilon_{\parallel},$$

де ε — діелектрична проникність оточення кристала.

2. Оптична вісь C знаходиться в площині, перпендикулярній до K , θ — кут між віссю C і нормаллю до поверхні. Тоді дисперсійне співвідношення є таким:

$$(s_1 + p) \left[\left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{s_2 + \frac{\varepsilon}{p}} \right) \left(\frac{K}{s_1} \right) \operatorname{ctg} \theta \right] + (s_2 + p) \left[\left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{s_1} \right) + \frac{\varepsilon}{p} \right] \left[\frac{(q_x^2 \varepsilon_{\perp})}{s_2 K} \right] \operatorname{tg} \theta = 0,$$

$$s_1^2 = K^2 - q_x^2 \varepsilon_{\perp}, \quad s_2^2 = \frac{[(K^2 - q_x^2 \varepsilon_{\parallel})] \varepsilon_{\perp}}{[\varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \cos^2 \theta]}. \quad (2.10)$$

Принциповим питанням просторової структури полів є проблема поляризації поверхневої електромагнітної хвилі. При φ і $\theta = 0, 90^\circ$ ПП є H -хвилею. Можливу відмінність ПП від H -хвилі пов'язано з двокомпонентною структурою поля [32, 45]. Для оцінки ступеня відмінності від H -хвилі введено поляризаційний параметр (двокомпонентності) η . При $0 < \eta < 1$ ПП має змішаний характер EH -хвилі. Для H -хвилі $\eta = 0$, а для хвилі E -типу $\eta = 1$. Обчислити поляризаційний параметр для випадку 1 можна так:

$$\eta(\varphi) = \left\{ 1 + \left(1 + \frac{K^2}{p^2} \right) \left[(s_2 + p) \left(q_x^2 \frac{\varepsilon_{\perp}}{s_1^2} \right) \operatorname{tg} \varphi - (s_1 + p) \operatorname{ctg} \varphi \right] \right\} /$$

$$/ \left\{ \left[(s_2 - s_1) \left(\frac{q_x^2 \varepsilon_{\perp}}{s_1^2} \right) \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.11)$$

Для випадку 2 залежність $\eta(\theta)$ має вигляд

$$\eta(\theta) = \left\{ 1 + \left(1 + \frac{K^2}{p^2} \right) \left[(s_1 + p) K^2 s_2 \operatorname{ctg} \theta + (s_2 + p) q_x^2 \varepsilon_{\perp} s_1 \operatorname{tg} \theta \right] \right\} /$$

$$/ \left\{ \left[(s_2 - s_1) (K q_x^2 \varepsilon_{\perp}) \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

Залежність параметра η від K і θ отримано для $\alpha\text{-LiIO}_3$ [8, 32, 45]. Показано, що ця залежність є істотно різною для різних фіксованих θ і K . Максимальні значення η близькі до 0,45 при $K = 800 \text{ см}^{-1}$. Наведені залежності засвідчують істотну відмінність ПП в анізотропному $\alpha\text{-LiIO}_3$ від хвилі H -типу.

Таким чином, з огляду на результати з наведених праць дійшли висновку, що теоретичний розгляд впливу анізотропії вивчено досить добре, проте необхідно розширювати дослідження ПП в анізотропних кристалах за довільних орієнтацій осі C відносно напрямків поширення ПП.

2.4. Поверхневі поляритони в монокристалах ZnO

Поверхневі поляритони в ізотропних кристалах збуджуються лише в так званих поверхнево-активних середовищах, в яких діелектрична проникність у певному частотному діапазоні електромагнітних хвиль є негативною [1, 7—9]. Умови існування ПП в анізотропних кристалах подано рівнянням (2.7).

З використанням рівняння (1.10) і даних табл. 1.3 для оксиду цинку (зразок ZO2-3) розраховано дійсну частину діелектричної проникності $\epsilon'(\nu)$ при $E \perp C$ і $E \parallel C$. На рис. 2.2 показано області існування поверхневих поляритонів типів 1 і 2 (ПП-1, ПП-2) у монокристалах оксиду цинку. Наведено залежності діелектричної проникності зразка ZO2-3 від частоти $\epsilon'_{\parallel}(\nu)$ (крива 1) і $\epsilon'_{\perp}(\nu)$ (крива 2). ПП-1 генеруються в діапазоні частот $412\text{—}590 \text{ см}^{-1}$, якщо $\epsilon'_{\parallel}(\nu)$ і $\epsilon'_{\perp}(\nu) < 0$. ПП-2 спостерігаються за частот $380\text{—}412 \text{ см}^{-1}$, якщо $\epsilon'_{\parallel}(\nu) < 0$ і $\chi_x^2 > \epsilon_z$. Експериментальні спектри ППВВ ПП отримано за допомогою спектрометра ИКС-29 і приставки ППВВ-2 за методикою, поданою [4]. Як призму ППВВ використано напівциліндр KRS-5 з показником заломлення $n = 2,38$. Достатня площа поверхонь зразків дала змогу отримати спектри ППВВ в p -поляризованому випромінюванні для різних орієнтацій оптичної осі C кристала відносно напрямків поширення ПП (рис. 2.3).

На рис. 2.4 наведено експериментальні спектри ППВВ для монокристала оксиду цинку (зразок ZO2) з концентрацією носіїв заряду $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ під час сканування за частоти ν і фіксованого кута падіння ІЧ-випромінювання α у призмі ППВВ. Сканування проведено за кутів $\alpha = 34, 42, 52^\circ$ і різних товщин зазору d_z між монокристалом оксиду цинку і призмою ППВВ. Між призмою і

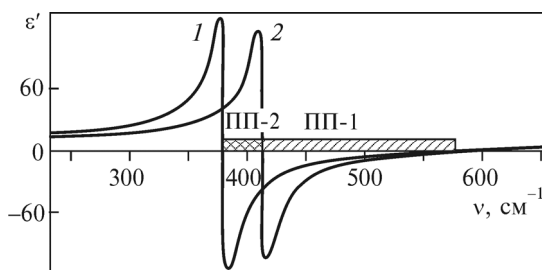


Рис. 2.2. Залежності $\epsilon'(\nu)$ ZnO (зразок ZO2-3):

1 — $\epsilon'_{\parallel}(\nu)$, 2 — $\epsilon'_{\perp}(\nu)$; $\gamma_{\perp\parallel} = 11 \text{ см}^{-1}$

досліджуваним кристалом за допомогою прокладок створено зазор d_z (див. рис. 2.1), який поступово збільшували. Сигнал відбивання спостерігали доти, поки положення мінімуму не перестало зміщуватися за частотою. Це і є мінімальна величина зазору, за якої записується спектр ППВВ системи.

В оксиду цинку досить великий ступінь електростатичного

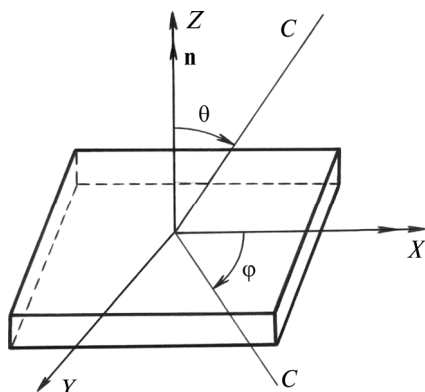
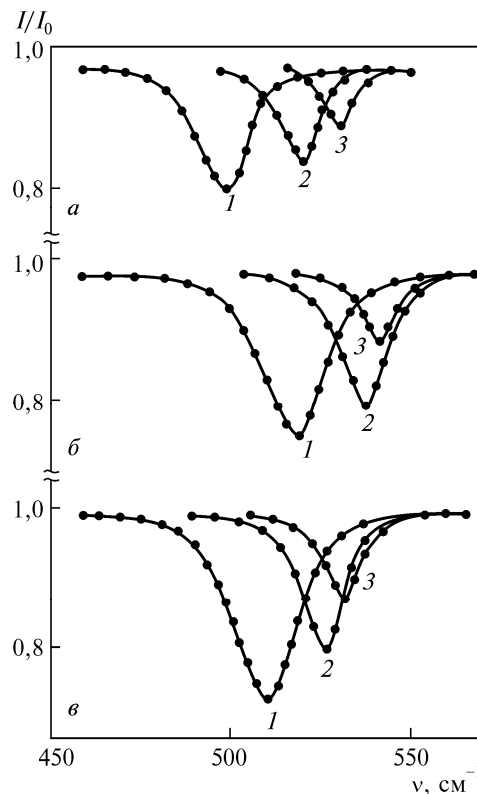


Рис. 2.3. Геометрія дослідження ПП методом ППВВ (\mathbf{n} — одиничний вектор)

Рис. 2.4. Експериментальні спектри ППВВ ZnO (зразок ZO2):

1 — $\alpha = 34^\circ$; 2 — $\alpha = 42^\circ$; 3 — $\alpha = 52^\circ$; а — $K \parallel C$, $XY \parallel C$: $\nu_{\min} = 496$ (1), 512 (2), 527,5 cm^{-1} (3); б — $K \perp C$, $XY \parallel C$: $\nu_{\min} = 518$ (1), 536 (2), 542 cm^{-1} (3); в — $K \perp C$, $XY \perp C$: $\nu_{\min} = 508$ (1), 525 (2), 530,5 cm^{-1} (3)



розщеплення $|\nu_{T\perp} - \nu_{T\parallel}| = 32 \text{ cm}^{-1}$. Звідси випливає, що внаслідок електростатичної взаємодії між атомами гексагонального кристала в межі близькодії воно домінує над ефектами анізотропії [55]. З огляду на цю властивість ZnO можна отримати спектри ППВВ (рис. 2.4) з чіткою відмінністю в області поздовжньо-поперечного розщеплення фононів.

В анізотропних кристалах можливі поверхневі коливання типу 2, що існують в обмеженому діапазоні значень хвильового вектора χ_x . Для монокристалів оксиду цинку ПП-2 спостерігаються в частотному діапазоні 380—412 cm^{-1} , в якому $\epsilon'_{\parallel}(\nu) < 0$, $\epsilon'_{\perp}(\nu) > 0$.

На рис. 2.5 наведено експериментальні спектри ПП ППВВ для зразка ZO2-3 за орієнтації $K \parallel C$, $XY \parallel C$. Спектри записано для діелектричного проміжку $d_3 = 26 \text{ мкм}$ (криві 1, 2) і $d_3 = 3 \text{ мкм}$ (криві 3—5) та кутів α . Мінімуми спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 408, 450, 496, 518$ і 527 cm^{-1} та ширині спектрів $\Gamma_{\Pi} = 32, 27, 22, 17$ і 15 cm^{-1} . Точність установлювання кутів у приставці ППВВ-2 з елементом KRS-5 6' відповідає $0,1^\circ$. Ширина спектральної щільності дорівнює 3 cm^{-1} у разі запису спектрів із поляризатором, коефіцієнт поляризації якого — 0,98. З урахуванням цих даних абсолютна похибка значення $Kc/\omega_{T\parallel}$ при 25° визначається як $\delta\alpha = 0,1^\circ$ і дорівнює 0,04, що відповідає точності визначення частоти поляритонів 5—7 cm^{-1} .

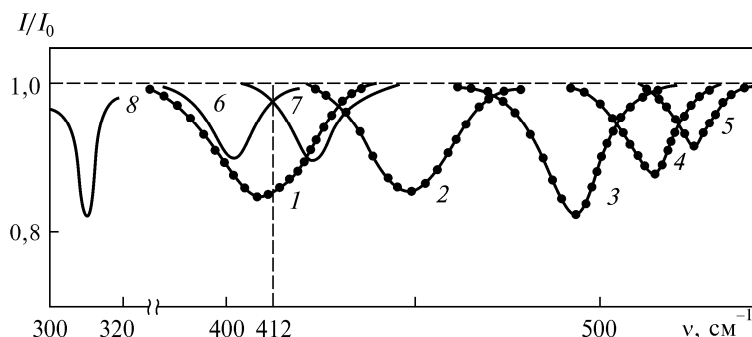


Рис. 2.5. Спектри ППВВ ZnO (зразок ZO2-3, $K \parallel C$, $XY \parallel C$):

1, 2 — $d_3 \geq 26$ мкм; 3—5 — $d_3 \approx 3$ мкм; 1—5 — $\alpha = 25,3; 28; 34; 42; 52^\circ$, $\Gamma_{\Pi} = 32, 27, 22, 17, 15$ см $^{-1}$; 6, 7 — розрахункові дані: $d_3 = 72, 49$ мкм, $\gamma_f = 11$ см $^{-1}$, $\alpha_6 = 25,2^\circ$, $\alpha_7 = 25,7^\circ$, $\nu_6 = 401$ см $^{-1}$, $\nu_7 = 423$ см $^{-1}$, $\Gamma_{\Pi 6,7} = 12$ см $^{-1}$; 8 — розрахунковий спектр ППВВ

2.5. Дисперсія та коефіцієнти затухання поверхневих поляритонів ZnO

Відмінною особливістю поверхневих фононних поляритонів у ізотропному кристалі є наявність однієї дисперсійної гілки ПП. У разі ПП в анізотропному кристалі два ортогональні розв'язки однорідного хвильового рівняння [1, 7—9, 45, 62] не є незалежними через зв'язок із полем в ізотропному середовищі. У такому випадку утворюються поверхневі фононні поляритони з однією частотою для кожного конкретного хвильового вектора. При $\varphi, \theta = 0, 90^\circ$ ПП являють собою хвилю H -типу, за інших орієнтацій експерименту (рис. 2.6—2.9) проявляються дисперсійні залежності ПП змішаного EH -типу. (Безрозмірний хвильовий вектор $q = Kc/\omega_{\Pi}$, де K — хвильовий вектор ППФП; c — швидкість світла; ω_{Π} — циклічна частота поперечного оптичного фонуна ZnO при $E \parallel C$.)

На рис. 2.6 подано дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП у діапазоні частот від 380 до 540 см $^{-1}$. Точками позначено експериментальні дані, отримані для зразка ZO2-3. Докладніше параметри зразка ZnO описано в працях [63—65]. Криві 1—4 (лінії) розраховано для $\varphi = 0, 30, 60$ і 90° за рівнянням (2.9). Отримані частоти поверхневих фононів (ПФ) для кривих 1 і 4 відповідно дорівнюють 543,6 і 557,5 см $^{-1}$. На рис. 2.6 (вставка) показано $\nu_s(K)$ у збільшеному масштабі для ПП-2 за частот 380—412 см $^{-1}$, що в цьому діапазоні має майже лінійний характер. Крива 1 відповідає залежності $\nu_s(K)$ (2.6) при $\varphi = 0^\circ$ ($K \parallel C$, $XY \parallel C$), а крива 4 — залежності $\nu_s(K)$ (2.4) при $\varphi = 90^\circ$ для звичайних поляритонів. Криві 2—4 починаються з 412 см $^{-1}$. Експериментальні залежності $\nu_s(K)$ (1, 4) добре узгоджуються з теоретичними кривими.

На рис. 2.7 наведено дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП за різних кутів θ (випадок 2). Точки відповідають експериментальним даним, отриманим для зразка ZO2-3. Криву 1 виміряно і розраховано при $\theta = 0^\circ$ ($K \perp C$, $XY \perp C$), що відповідає виразу (2.4). Криві 1—3 розраховано за (2.10). Точками показано

2.5. Дисперсія та коефіцієнти згасання поверхневих поляритонів ZnO

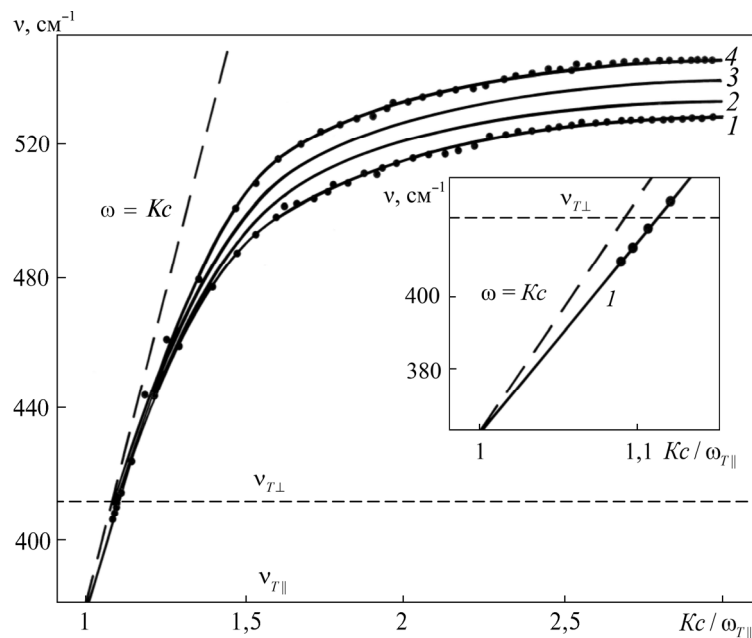


Рис. 2.6. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП ZnO (зразок ZO2-3):
1—4 — $\varphi = 0, 30, 60, 90^\circ$; точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані;
1 — $\nu_{\text{ПФ}} = 543,6 \text{ см}^{-1}$; 4 — $\nu_{\text{ПФ}} = 557,5 \text{ см}^{-1}$. На вставці — $\varphi = 0^\circ$ ($K \parallel C, XY \parallel C$)

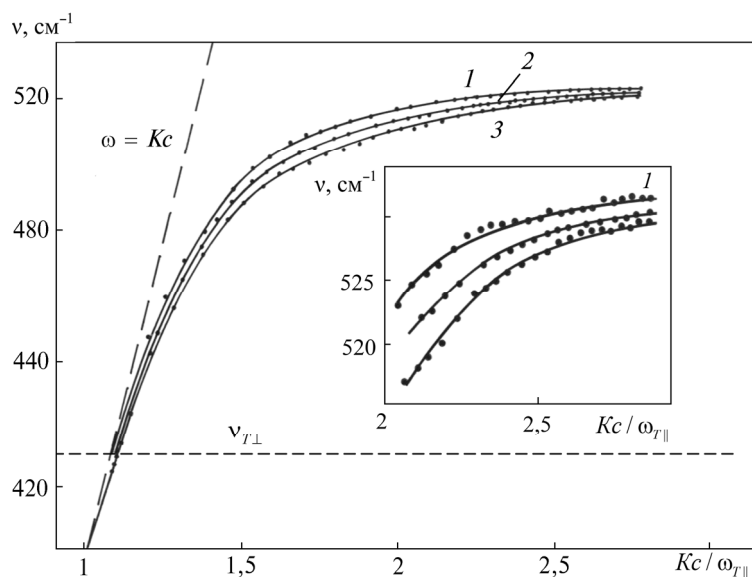


Рис. 2.7. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП ZnO (зразок ZO2-3):
1 — $\theta = 0^\circ$ ($K \perp C, XY \perp C$); 2 — $\theta = 45^\circ$; 3 — $\theta = 90^\circ$ ($K \parallel C, XY \parallel C$); 1—3 — $\nu_{\text{ПФ}} = 543,6 \text{ см}^{-1}$
На вставці — $\nu_s(K)$ збільшено в 5 разів

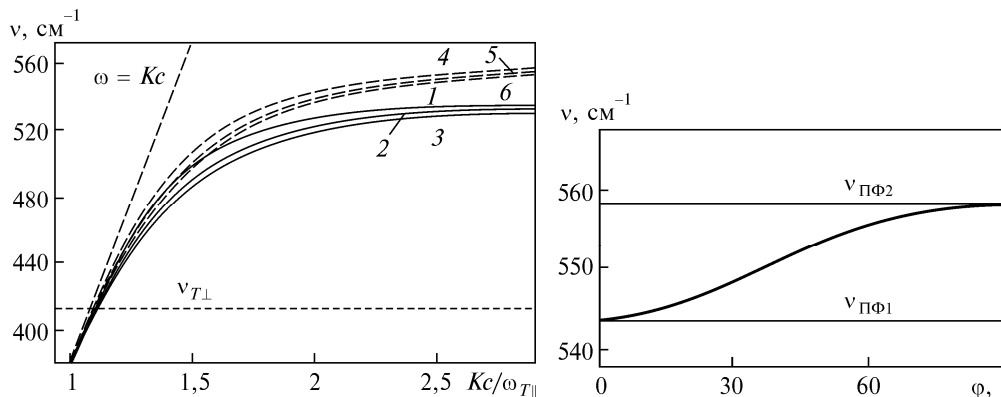


Рис. 2.8. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППВ ZnO (розрахункові дані):
 1—3 — $\nu_p = \gamma_p = 1 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{ПФ}} = 539,2 \text{ см}^{-1}$; 4—6 $\nu_p = \gamma_p = 500 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{ПФ}} = 568,5 \text{ см}^{-1}$; 1, 4 — $\theta = 0^\circ$; 2, 5 — $\theta = 45^\circ$; 3, 6 — $\theta = 90^\circ$

Рис. 2.9. Дисперсійна залежність поверхневих фононів $\nu_{\text{ПФ}}(\phi)$ ZnO (зразок ZO2-3):
 $\phi = 0^\circ$ — $\nu_{\text{ПФ1}} = 543,6 \text{ см}^{-1}$; $\phi = 90^\circ$ — $\nu_{\text{ПФ2}} = 557,5 \text{ см}^{-1}$

експериментальну залежність мінімумів у спектрах ППВВ ПП від K для зразка ZO2-3.

Для кривої 2 $\theta = 45^\circ$, а для кривої 3 $\theta = 90^\circ$ ($K \parallel C$, $XY \parallel C$). Криві 1 і 2 починаються з частоти 412 см^{-1} . На рис. 2.7 (вставка) наведено залежності $\nu_s(K)$ у збільшеному масштабі, які відображають якісне узгодження експериментальних і теоретичних даних за різних кутів θ .

На рис. 2.8 подано дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ оксиду цинку без носіїв зарядів (розрахунок при $\nu_p = 1 \text{ см}^{-1}$) (криві 1—3) і зразка ZO6 з $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (криві 4—6). Частота поверхневого фонона (криві 1—3) $\nu_{\text{ПФ}} = 539,2 \text{ см}^{-1}$. Криві 4—6 отримано при $\nu_p = 500 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{\text{ПФ}} = 568,5 \text{ см}^{-1}$ за різних кутів θ . Наявність носіїв зарядів з концентрацією електронів у зоні провідності $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спричиняє зміну частоти поверхневого плазмон-фононного коливання на 29 см^{-1} . Показано також, що частота поверхневого фонона не залежить від величини кута θ . Як бачимо з рис. 2.6—2.8, для оксиду цинку відсутня частота, за якої кристал проявляє ізотропні властивості.

На рис. 2.9 наведено дисперсійну залежність $\nu_{\text{ПФ}}$ ПФ від кута ϕ , частота якого змінюється від $543,6 \text{ см}^{-1}$ для $\phi = 0^\circ$ до $557,5 \text{ см}^{-1}$ при $\phi = 90^\circ$. Для монокристала ZnO зареєстровано прояв значної дисперсії ПФ, який безпосередньо наближається до ПП H -типу. Умови генерації ПП змішаного EH -типу розглянуто на рис. 2.10.

На рис. 2.10 показано залежності поляризаційного параметра ПП $\eta(\phi)$ і $\eta(\theta)$ від хвильового вектора $Kc/\omega_{T||}$. Залежності мають немонотонний характер, їх розраховано відповідно до виразів (2.9) і (2.10). Максимум залежності $\eta(\theta)$ знаходиться при $Kc/\omega_{T||} = 1,8$ — $2,2$; $\eta(\theta)$ прямує до нуля при $Kc/\omega_{T||} \rightarrow 0$.

На рис. 2.11 подано розрахункові дисперсійні залежності $\nu_s(K)$, отримані на підставі результатів обробки спектрів ППВВ ПП в області існування ПП-2 і

2.5. Дисперсія та коефіцієнти затування поверхневих поляритонів ZnO

ПП-1 у частотному діапазоні 380—420 см^{-1} . Використано параметри $\nu_p = \gamma_p = 1 \text{ см}^{-1}$, що відповідає $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$. Точками показано мінімуми спектрів ППВВ ПП, оброблених за методикою побудови дисперсійних залежностей [66—68]. Значення $\Gamma_{\Pi-1,2}$ відповідають ширині спектрів $\Gamma_{\Pi\Pi}$ 1- і 2-го роду, а $\Gamma_{\Pi\Pi-1,2}$ — дійсна ширина спектрів, що дорівнює коефіцієнту затування ПП. Дисперсійну залежність $\nu_s(K)$ сильно легованого зразка ZO1 ($n_0 = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) для частот 380—420 см^{-1} показано на рис. 2.12. Результати порівняння даних на рис. 2.11 і 2.12 свідчать про значне збільшення ПП у разі зростання концентрації носіїв зарядів (електронів) у ZnO до $6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. У слабо легованого зразка за частот 406—530 см^{-1} $\Gamma_{\Pi\Pi}$ змінюється від 3,8 до 13,6 см^{-1} , а для ZO1 $\Gamma_{\Pi\Pi}$ — від 4,2 до 15 см^{-1} .

Частота 412 см^{-1} є межею між дисперсійними залежностями ZnO ПП-2 і ПП-1 (див. рис. 2.5).

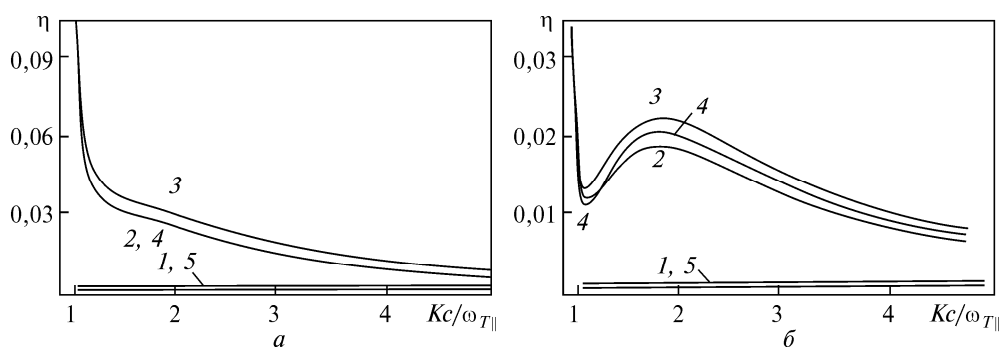


Рис. 2.10. Залежності $\eta(K)$ від φ (а) та θ (б):

а — 1—5 — $\varphi = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$; б — 1—5 — $\theta = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$

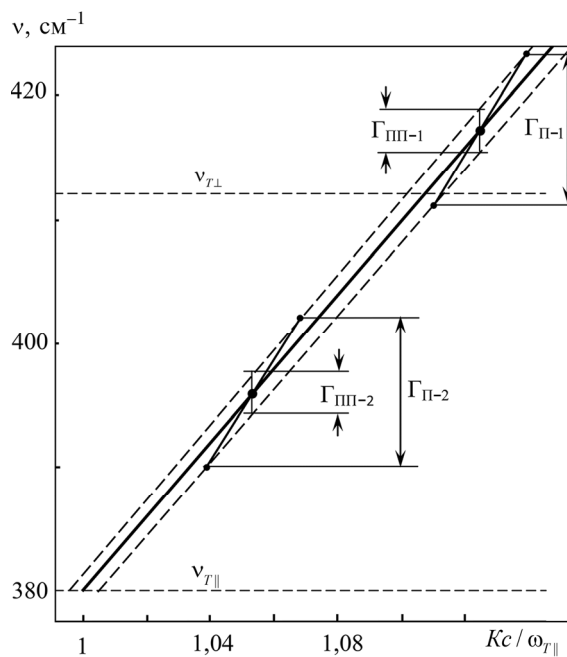


Рис. 2.11. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП-2 нелегованого ZnO ($n_0 \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при $\nu_p = \gamma_p = 1 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$:
лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані

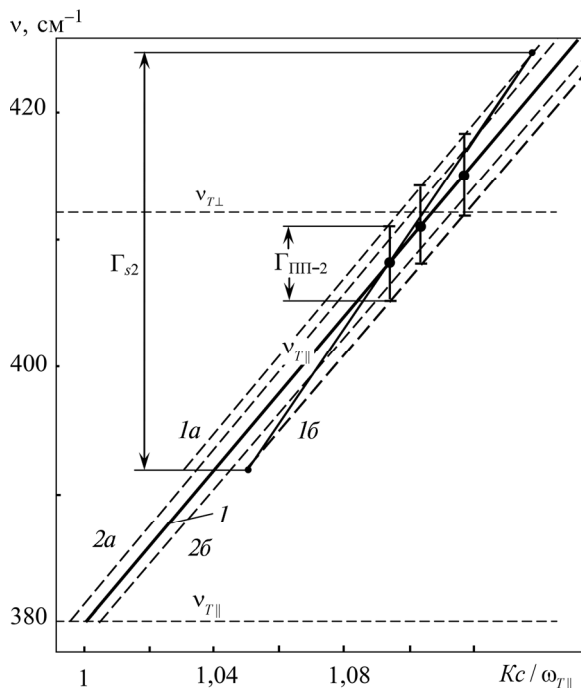


Рис. 2.12. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ПП-2 ZnO (зразок ZO1, $n_0 = 6,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$):

1, 2a, 2б — розрахункові дані; точки — експериментальні дані; 1a, 1б — проміжки визначення дійсної ширини спектра

Зауважимо, що дійсну ширину спектрів ППВВ ПП другого роду розглянуто вперше, хоча ПП-2 вже було досліджено [27, 33, 35, 36, 43, 44, 46, 47]. Досі головну увагу приділяли дисперсійним залежностям ПП-2, які розташовувалися між $\nu_{T\perp}$ і $\nu_{T\parallel}$. Особливої уваги потребує прояв ПП-1 і ПП-2 в околі «точки зупинки» на частоті 412см^{-1} (рис. 2.11, 2.12). Для ZnO виконано комп'ютерне моделювання спектрів ППВВ ПП-1 і ПП-2 у точках, що відповідають частотам $\nu_{\text{ПП-2}} = 411 \text{см}^{-1}$ і $\nu_{\text{ПП-1}} = 413 \text{см}^{-1}$ при $d_3 = 60 \text{мкм}$ і $\gamma_f = 11 \text{см}^{-1}$. Розрахунок проведено для орієнтації $K \parallel C$, $XY \parallel C$ (рис. 2.7, крива 3). Значення $K_{\text{ПП-2}} = Kc/\omega_{T\parallel} = 1,10415$, $K_{\text{ПП-1}} = Kc/\omega_{T\parallel} = 1,11054$ відповідають безпосередній близькості спектрів ПП до «точки зупинки». Обом спектрам властива однакова інтенсивність у мінімумі $I/I_0 = 0,9$ і однакова ширина спектра $\Gamma_{\Pi} = 12 \text{см}^{-1}$. Ці спектри ППВВ ПП перекриваються на 90 %.

На рис. 2.5 (криві 6, 7) наведено розрахункові спектри ППВВ ПП-2 і ПП-1 за кутів падіння ІЧ-випромінювання в елементі ППВВ $25,2$ і $25,7^\circ$ і зазорів 72 і 49мкм , підібраних так, щоб у мінімумі спектра $I/I_0 = 0,9$. Частоти ПП-2 і ПП-1 становлять 401 і 423см^{-1} , а ширина спектрів — 12см^{-1} при $\gamma_f = 11 \text{см}^{-1}$ і даних зразка ZO2-3. Зауважимо, що для ZnO лише при $K \parallel C$, $XY \parallel C$ спостерігаються ПП-2. Таким чином, вперше показано, що наявність затухання призводить до генерації поверхневих поляритонів у околі «точки зупинки», і в реальних випадках вона не є особливою точкою. Слабкі спектри ПП-2 MgF_2 [24, рис. 4, б] і $\alpha\text{-SiO}_2$ [35, 36] можна пояснити вибором занадто малих зазорів (наприклад, $2,5 \text{мкм}$). У розглядуваному випадку спектри ПП-2 плавно переходять у ПП-1. Частота 412см^{-1} може бути «точкою зупинки» лише в гармонійному набли-

2.6. Поверхневі плазмон-фононні поляритони в монокристалах ZnO

женні. На цій частоті спостерігається спектр ППВВ ПП змішаного типу, коли генеруються одночасно ПП 1- і 2-го роду.

Незмішані «чисті» ПП-2 і ПП-1 зареєстровано за параметрів, за яких отримано криві 6 і 7 (див. рис. 2.5). Для цього використовують відмінність кутів $\delta\alpha = 0,5^\circ$ і, як наслідок, отримують $Kc/\omega_{\text{пл}} = 1,06936$ і $1,1489$. Як бачимо, коефіцієнти згасання для цих частот однакові й для нелегованого ZnO дорівнюють 4 см^{-1} (див. рис. 2.11). Реальні спектри ПП є значно ширшими (див. рис. 2.5, крива 1). За експериментальними спектрами ППВВ ПП-2 і ПП-1 можна оцінити $\Gamma_{\text{ПП}}$ сильно легованого зразка ZnO. У разі збільшення концентрації електронів до $n_0 = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в околі частоти 412 см^{-1} коефіцієнт згасання $\Gamma_{\text{ПП}}$ дорівнює $5,5 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2.12, криві 1а і 1б). Як бачимо, ширина спектра $\Gamma_{\text{П}}$ значно перевищує дійсний коефіцієнт згасання $\Gamma_{\text{ПП}}$. Три точки над кривою 1 отримано з використанням експериментальних спектрів ППВВ ПП ZO1. Криві 2а і 2б відповідають розрахунковим значенням дійсної ширини спектра, які збігаються з даними, відображеними на рис. 2.11. Таким чином, плазмон-фононні поверхневі поляритони 1- і 2-го роду в околі точки на частоті 412 см^{-1} майже не відрізняються за властивостями спектрів ППВВ від фононних ПП (див. рис. 2.11), єдина відмінність полягає в більшому коефіцієнті згасання $\Gamma_{\text{ПП}}$. Ці дані свідчать про те, що просторова структура полів ПП-2 і ПП-1 не проявляє відмінних ознак ні в спектрах ПП, ні в коефіцієнтах згасання.

2.6. Поверхневі плазмон-фононні поляритони в монокристалах ZnO

Уперше поверхневі плазмон-фононні поляритони (ППФП) у сильно легованих ($v_p \geq v_L$) анізотропних напівпровідниках теоретично досліджено в працях Л.Е. Гуревича і Р.Г. Тарханяна [38, 69]. Розроблено теорію поширення електромагнітних хвиль в одновісних полярних кристалах із урахуванням слабкої просторової дисперсії оптичних коливань ґратки. Вивчено властивості поверхневих електромагнітних хвиль в одновісних полярних напівпровідниках у разі їхнього зв'язку одночасно з довгохвильовими оптичними коливаннями ґратки та з плазмовими коливаннями вільних носіїв зарядів.

У працях [6, 19, 21, 23, 35, 61, 70—72] методом ППВВ вивчено ПП у кварці, сапфірі та ніобаті літію, причому результати експерименту, як зазначалося в [61], добре узгоджуються з теорією. Автори [73, 74] досліджували спектри поверхневих фонон-плазмових коливань у пластині InSb за умови, що частота поверхневих оптичних коливань близька до частоти поверхневих плазмонів. У [37] вперше експериментально досліджено дисперсійні залежності ППФП у сильно легованому карбіді кремнію (6H-SiC). Відмінності дисперсійних залежностей в 6H-SiC визначаються переважно анізотропією ефективної маси електронів у ньому.

Питання дослідження впливу сильної анізотропії кристалічної ґратки і слабкої анізотропії ефективної маси електронів на збудження та поширення нерадіаційних поверхневих плазмон-фононних поляритонів у одновісних напівпровідниках досі не розглядали.

У цьому пункті застосовується теорія поширення електромагнітних хвиль щодо гексагональної ґратки оксиду цинку. Досліджується зв'язок поверхневих електромагнітних хвиль із плазмовими коливаннями газу вільних носіїв зарядів (електронів) та довгохвильовими оптичними коливаннями кристалічної ґратки. Під час розрахунків використано параметри оксиду цинку, наведені в [75—81].

Теорію ППФП в анізотропних кристалах подано в [38, 39, 69]. Відповідно до цієї теорії одновісний кристал займає область $Z < 0$, а оптична вісь кристала лежить в площині XZ , утворюючи з віссю Z кут θ . Тоді тензор діелектричної проникності $\epsilon_{ij}(\nu)$ має вигляд

$$\epsilon_{ij} = \begin{Bmatrix} \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta & 0 & \sin \theta \cos \theta (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ \sin \theta \cos \theta (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) & 0 & \epsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta \end{Bmatrix}. \quad (2.13)$$

Тут ϵ_{\perp} і ϵ_{\parallel} — компоненти $\epsilon_{ij}(\nu)$, які в області плазмон-фононної взаємодії (без урахування запізнювання) задають так:

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\infty \perp} \left[\frac{(\nu^2 - \nu_{L\perp}^2)}{(\nu^2 - \nu_{T\perp}^2)} \right] - \mu_{\perp} \left(\frac{\nu_{p\perp}^2}{\nu^2} \right), \quad (2.14)$$

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\infty \parallel} \left[\frac{(\nu^2 - \nu_{L\parallel}^2)}{(\nu^2 - \nu_{T\parallel}^2)} \right] - \mu_{\parallel} \left(\frac{\nu_{p\parallel}^2}{\nu^2} \right), \quad (2.15)$$

$$\nu_{L\perp}^2 = \nu_{T\perp}^2 \left(\frac{\epsilon_{0\perp}}{\epsilon_{\infty \perp}} \right), \quad \nu_{L\parallel}^2 = \nu_{T\parallel}^2 \left(\frac{\epsilon_{0\parallel}}{\epsilon_{\infty \parallel}} \right), \quad (2.16)$$

де ν — частота випромінювання; $\epsilon_{\infty \perp, \parallel}$ і $\epsilon_{0\perp, \parallel}$ — головні значення тензора високочастотної і статичної діелектричної проникностей перпендикулярно до і паралельно осі C ; $\nu_{T\perp, \parallel}$ і $\nu_{L\perp, \parallel}$ — частоти поперечних і поздовжніх оптичних коливань; $\mu_{\perp, \parallel}$ — головні значення безрозмірного тензора оберненої ефективної маси.

За орієнтації $K \perp C$, $XY \parallel C$ ($\theta = \pi/2$) поверхневі ПФП характеризуються дисперсійним співвідношенням

$$\chi_x^2 = \frac{\epsilon_{\perp}(\nu)}{1 + \epsilon_{\perp}(\nu)}, \quad \chi_x = \frac{Kc}{\omega}, \quad (2.17)$$

де K — хвильовий вектор поверхневого коливання. Як бачимо, в цьому випадку дисперсія поверхневих хвиль визначається єдиною діелектричною функцією $\epsilon_{\perp}(\nu)$, коли $\epsilon_{\perp}(\nu) < -1$.

Розглядатимемо тільки такі рішення (2.17), для яких $\chi_x^2 > 1$ ($K > \omega/c$), тобто нерадіаційні поверхневі плазмон-фононні поляритони. При цьому виявляються дві гілки ППФП. Високочастотна гілка ν^+ починається в точці $\nu = \nu_{T\perp}$

2.6. Поверхневі плазмон-фононні поляритони в монокристалах ZnO

($K > \omega/c$). У разі зростання K ($K \gg \omega/c$) частота ν асимптотично наближається до значення

$$\left\{ \begin{aligned} \nu^{\pm} &= \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \tilde{\nu}_{T\perp}^2 + \tilde{\nu}_{p\perp}^2 \pm \left[(\tilde{\nu}_{T\perp}^2 + \tilde{\nu}_{p\perp}^2)^2 - 4\tilde{\nu}_{p\perp}^2 \tilde{\nu}_{T\perp}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \tilde{\nu}_{T\perp}^2 &= \left[\frac{(1 + \varepsilon_{0\perp})}{(1 + \varepsilon_{\infty\perp})} \right] \nu_{T\perp}^2, \quad \tilde{\nu}_{p\perp}^2 = \frac{\varepsilon_{\infty\perp} \nu_{p\perp}^2}{(1 + \varepsilon_{\infty\perp})} \end{aligned} \right. \quad (2.18)$$

відповідними розв'язками дисперсійного рівняння без урахування запізнення $\varepsilon_{\perp} = -1$ (біквдратне рівняння). Низькочастотна гілка ν^- існує за всіх значень K , частота ППФП зростає зі збільшенням K від нуля до значення (2.18) зі знаком « \leftarrow » перед другим коренем.

Якщо $K \perp C$, $XY \perp C$ ($\theta = 0$), то поверхневі ПФП характеризуються дисперсійним співвідношенням

$$\chi_x^2 = \frac{[\varepsilon_{\parallel}(\nu) - \varepsilon_{\perp}(\nu)\varepsilon_{\parallel}(\nu)]}{[1 - \varepsilon_{\perp}(\nu)\varepsilon_{\parallel}(\nu)]} \quad (2.19)$$

і нерівністю

$$\varepsilon_{\perp} < 0, \quad K > \frac{\omega}{c}, \quad \varepsilon_{\parallel}(\chi_x^2 - \varepsilon_{\parallel}) < 0. \quad (2.20)$$

Умови (2.20) і (2.19) виконуються або при $\varepsilon_{\parallel} > \chi_x^2$, або при $\varepsilon_{\parallel} < \left[\frac{-1}{|\varepsilon_{\perp}|} \right]$ (див. [4, 39, 81]):

$$1. \quad \varepsilon_{\perp} < 0, \quad \varepsilon_{\parallel} < 0.$$

$$2. \quad \varepsilon_{\perp} < 0, \quad \varepsilon_{\parallel} > \chi_x^2. \quad (2.21)$$

У цьому випадку ситуація якісно відрізняється від ізотропного випадку. З'являються нові гілки ППФП, кількість і області існування яких залежать від концентрації електронів у зоні провідності та від відносного розташування частот $\nu_{T\perp\parallel}^{\pm}; \nu_{L\perp\parallel}^{\pm}; \nu_{p\perp\parallel}^{\pm}; \nu_{\perp\parallel}^{\pm}; \Omega_{\perp\parallel}^{\pm}$. Для їх визначення запишемо такі співвідношення:

$$\varepsilon_{\perp}(\nu_{\perp\parallel}^{\pm}) = 0, \quad \varepsilon_{\parallel}(\nu_{\perp\parallel}^{\pm}) = 0, \quad \varepsilon_{\perp}(\Omega_{\perp\parallel}^{\pm}) = 1, \quad \varepsilon_{\parallel}(\Omega_{\perp\parallel}^{\pm}) = 1,$$

$$\begin{aligned} \nu_{\perp\parallel}^{\pm} &= \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \left(\nu_{L\perp\parallel} \right)^2 + \left(\nu_{p\perp\parallel} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \pm \\ &\pm \left\{ \left[\left(\left(\nu_{L\perp\parallel} \right)^2 + \left(\nu_{p\perp\parallel} \right)^2 \right)^2 - 4 \left(\nu_{p\perp\parallel} \right) \left(\nu_{T\perp\parallel} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \Omega_{\perp,\parallel}^{+,-} &= \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \left(\tilde{v}_{T\perp,\parallel}\right)^2 + \left(\tilde{v}_{p\perp,\parallel}\right)^2 \right\} \pm \\ &\pm \left\{ \left[\left(\left(\tilde{v}_{T\perp,\parallel}\right)^2 + \left(\tilde{v}_{p\perp,\parallel}\right)^2 \right)^2 - 4\left(\tilde{v}_{p\perp,\parallel}\right)\left(v_{T\perp,\parallel}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ v_{T\perp,\parallel}^2 &= \left[\frac{\left(\varepsilon_{0\perp,\parallel}^{-1}\right)}{\varepsilon_{\infty\perp,\parallel}^{-1}} \right] v_{T\perp,\parallel}^2, \\ v_{p\perp,\parallel}^2 &= \frac{\left[\varepsilon_{\infty\perp,\parallel} (v_{p\perp,\parallel})^2 \right]}{\left(\varepsilon_{\infty\perp,\parallel}^{-1}\right)}. \end{aligned} \right. \quad (2.23)$$

За заданого значення K максимальна кількість гілок дорівнює 4. Криві $v = v_i(K)$ ($i = 1-4$), що відповідають розв'язкам рівняння (2.19), зростають зі збільшенням K і при $K \gg \omega/c$ асимптотично наближаються до частот поверхневих фононів відповідними розв'язками рівняння

$$\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel} = 1. \quad (2.24)$$

Проте поверхневим хвилям відповідають лише ті ділянки кривих, які знаходяться в площині (v, K) , де виконуються умови (2.20). Рівняння (2.24) — це рівняння четвертого порядку щодо v^2 , але лише один, два або три розв'язки знаходяться в областях, де $\varepsilon_{\perp} < 0$. Відповідно, три, дві або одна з дисперсійних кривих закінчуються за кінцевих значень K . Кількість таких розв'язків залежить від концентрації електронів провідності.

2.7. Вплив анізотропії на високочастотні дисперсійні залежності ППФП ZnO

Отримано експериментальні дисперсійні залежності ППФП у сильно легуваному гексагональному карбіді кремнію (6H-SiC) [37]. Відмінності цих залежностей визначаються переважно анізотропією ефективної маси електронів у 6H-SiC. Тут досліджено залежності частоти ППФП $v_s(K)$ гексагонального оксиду цинку від зведеного хвильового вектора K за трьох орієнтацій осі C кристала відносно його поверхні. Використано взаємоузгоджені параметри моделі ZnO, отримані для цього кристала в працях [63, 65] (див. розд. 1).

На рис. 2.13 показано (точками) три експериментальні дисперсійні залежності $v_s(K)$ ППФП для зразка оксиду цинку ZO2-3, які відповідають високочастотним гілкам v^+ з виразів (2.18) і (2.19). Криву 1 отримано за орієнтації $K \parallel C$, $XY \parallel C$. Осі X , Y знаходяться на поверхні зразка. Крива 2 відповідає $v_s(K)$ за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$, а крива 3 — за орієнтації $K \perp C$, $XY \parallel C$. Ці

2.7. Вплив анізотропії на високочастотні дисперсійні залежності ППФП ZnO

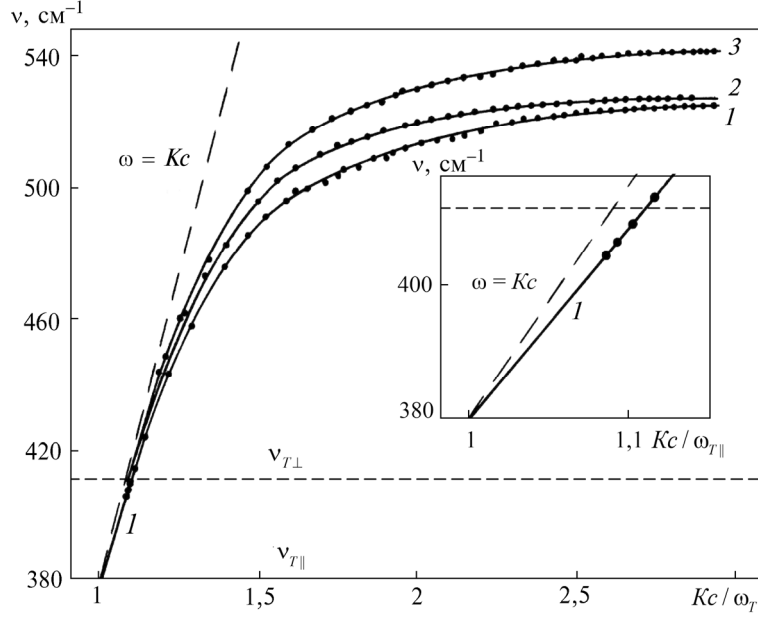


Рис. 2.13. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO (зразок ZO2-3, $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$):

1 — $K \parallel C, XY \parallel C$; 2 — $K \perp C, XY \perp C$; 3 — $K \perp C, XY \parallel C$. На вставці — $K \parallel C, XY \parallel C$

три залежності $\nu_s(K)$ ППФП (рис. 2.13 — лінії) можна отримати за допомогою виразу (2.19), записаного для орієнтації $K \perp C, XY \perp C$ (крива 2). Якщо $\epsilon_{||}(\nu)$ і $\epsilon_{\perp}(\nu)$ поміняти місцями, то за допомогою (2.19) маємо $\nu_s(K)$, відображену на рис. 2.13 кривою 1. Залежності (1.33) і (1.34) відповідають незвичайним ППФП. Звичайні ППФП проявляються за орієнтації $K \perp C, XY \parallel C$. У разі заміни $\epsilon_{||}(\nu)$ на $\epsilon_{\perp}(\nu)$ вираз (2.19) змінюється (крива 3).

Узгодження теоретичних даних з експериментальними досягнуто за використання в розрахунках $\epsilon_{\perp}(\nu)$ і $\epsilon_{||}(\nu)$ оптичних параметрів ZnO, отриманих на підставі результатів дисперсійного аналізу спектрів відбивання для зразка ZO2-3 за концентрації електронів $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і врахування анізотропії їх ефективної маси в ZnO [63, 65]. Плазмові частоти $\nu_{p||}$ і $\nu_{p\perp}$ носіїв зарядів пов'язані співвідношення

$$\nu_{p||} = \left[\frac{(m_{\perp}^* \epsilon_{\infty\perp})}{(m_{||}^* \epsilon_{\infty||})} \right]^{\frac{1}{2}} \nu_{p\perp},$$

де $m_{\perp,||}^*$ — поперечна (поздовжня) ефективна маса електронів. Оскільки для ZnO $m_{\perp}^* / m_{||}^* = 1,15$, то $\nu_{p||} = 1,1 \nu_{p\perp}$. Частоти плазмон-фононних коливань (криві 2, 3) становлять відповідно 548 і 561 см^{-1} за частот плазмового резонансу $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p||} = 100 \text{ см}^{-1}$ ($E \perp C, E \parallel C$). Анізотропія ППФП проявляється при $Kc/\omega_{T||} > 1,2$. Так, при $Kc/\omega_{T||} = 2$ $\delta\nu = 18 \text{ см}^{-1}$ (криві 1, 3). При $K \rightarrow 0$ криві 1, 2 наближаються до 548 см^{-1} .

На рис. 2.13 (вставка) відображено частину дисперсійної залежності $v_s(K)$ за частот 380—420 см^{-1} у збільшеному масштабі. У цьому діапазоні до 412 см^{-1} виявляються ППФП 2-го типу, існування яких обмежене умовами $\epsilon_x(v) < 0$ і $\epsilon_z(v) > K^2$ [4, 81]. Точками показано експериментальні дані для частот v_s типу ППФП-2, які узгоджуються з розрахунком. Частоти v_s ППФП-1 при $\epsilon_x(v) < 0$ і $\epsilon_z(v) < 0$ починаються з 412 см^{-1} . Експериментальна залежність $v_s(K)$ (крива 1) є неперервною. На ЕОМ змодельовано спектри ППВВ ППФП 1- і 2-го типів у точках, близьких до частоти 412 см^{-1} («точка зупинки» [35]). Розрахунок спектрів проведено для орієнтації $K \parallel C$, $XY \parallel C$ на частотах $v_{\text{ПП}} = 411 \text{ см}^{-1}$ і $v_{\text{ПП}} = 413 \text{ см}^{-1}$, коли зазор між елементом ППВВ і зразком d_3 дорівнює 60 мкм, а коефіцієнт затухання поперечних фононів $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$ [63]. Визначено хвильовий вектор: $K_{\text{ПП-2}} = Kc/\omega_{T\parallel} = 1,10415$ і $K_{\text{ПП-1}} = Kc/\omega_{T\parallel} = 1,11054$. Інтенсивність у мінімумі і ширина $\Gamma_{\text{П}} = 12 \text{ см}^{-1}$ обох спектрів однакова. Спектри практично перекривають один одного. Це свідчить про те, що за частоти 412 см^{-1} випромінювання, що падає, за наявності затухання в ППФП одночасно генеруються ППФП 1- і 2-го типів. Експериментальний спектр ППВВ ППФП з мінімумом на частоті 408 см^{-1} має $\Gamma_{\text{П}} = 32 \text{ см}^{-1}$, що відповідає коефіцієнту затухання ППФП $\Gamma_{\text{ПП}} = 4 \text{ см}^{-1}$.

2.8. Низькочастотні дисперсійні залежності ППФП гексагонального ZnO

Високочастотні гілки ППФП починаються з частоти, що відповідає співвідношенню $\omega = \omega_{T\perp}$, й існують при $K \gg \omega/c$, асимптотично наближаючись до граничної частоти ПП (див. (2.18)). В ізотропному випадку для звичайного поляритона існує одна низькочастотна гілка v^- , яка починається з $v = 0$ і зростає до v^+ при $K \rightarrow \infty$. ППФП мають дві гілки дисперсійних залежностей $v_s^{+,-}(K)$.

На рис. 2.14 показано $v_s(K)$ ППФП ZnO за орієнтації $K \perp C$, $XY \parallel C$, за якої проявляються звичайні ППФП. Розрахунки дисперсійних залежностей проведено для зразків ZO2-3 (криві 1, 2) і ZO1-3 (криві 3, 4). Криві 1, 2 отримано при $v_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$, а 3, 4 — при $v_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$. Відповідно, $v_{\text{ПФ}}^+ = 561 \text{ см}^{-1}$, $v_{\text{ПФ}}^- = 59 \text{ см}^{-1}$ і $v_{\text{ПФ}}^+ = 578 \text{ см}^{-1}$, $v_{\text{ПФ}}^- = 152 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$. Індекс ПФ застосовують для граничних значень ППФП, що відповідають значенням $v^{+,-}$, які отримано з виразу (2.18). Розрахунок свідчить, що частоти ППФП будуть тим вищими, чим більші концентрації вільних носіїв зарядів (електронів для ZnO). Криві 1—4 відповідають поляритонам 1-го типу (ПП-1), які існують за будь-яких $\chi_x^2 > 1$ [1, 4, 7].

Розглянемо випадок $\theta = 0$, коли $K \perp C$ і $XY \perp C$. Для ZnO $v_{T\parallel} < v_{T\perp} < v_{L\parallel} < v_{L\perp}$. Дисперсійні криві $v_s(K)$ починаються з частот $v = 0$; $v = v_{T\perp}$ ($\epsilon_{\perp} = \infty$) і $v = \Omega_{\parallel}^+$, $v = \Omega_{\parallel}^-$ ($\epsilon_{\parallel} = 1$), які знаходяться на прямій (світловій лінії) $\omega = Kc$. Як показано в [38, 39, 69], за певних умов у одновісному напівпровіднику можливо до чотирьох дисперсійних гілок $v_s(K)$. При $K \gg \omega/c$ їхня кількість змінюється залежно від концентрації носіїв зарядів. Для монокристалів оксиду

2.8. Низькочастотні дисперсійні залежності ППФП гексагонального ZnO

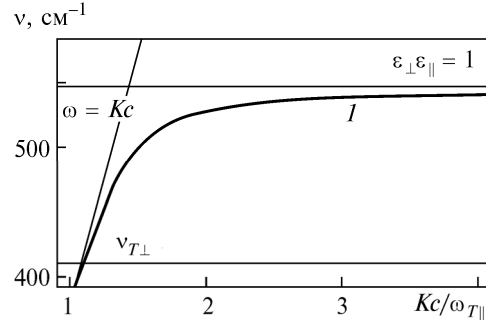
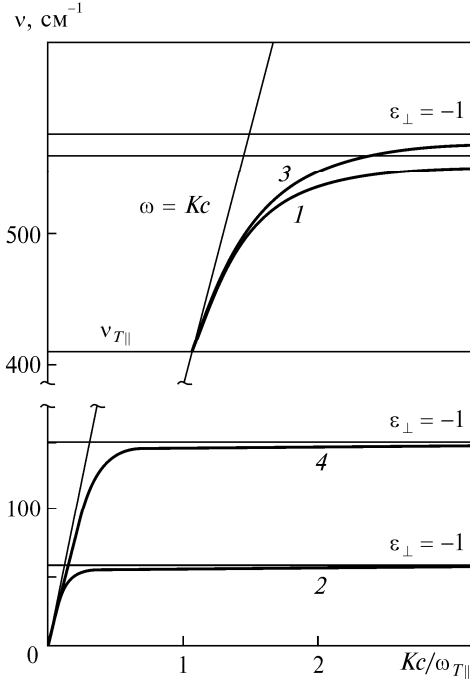


Рис. 2.14. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \parallel C$):

1, 2 — $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$ (зразок ZO2-3); 3, 4 — $\nu_{p\perp} = 240 \text{ см}^{-1}$ (зразок ZO1-3); 1 — $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 561 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 59 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 578 \text{ см}^{-1}$; 4 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 152 \text{ см}^{-1}$

Рис. 2.15. Дисперсійна залежність $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \perp C$), $\nu_{p\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 1,1 \text{ см}^{-1}$:
1 — $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 545,1 \text{ см}^{-1}$

цинку невиконання умови

$$\Omega_{\parallel}^+ < \nu < \nu_{\perp}^+ \quad (2.25)$$

зумовлює наявність лише трьох дисперсійних гілок $\nu_s(K)$.

На рис. 2.15—2.19 наведено дисперсійні залежності ZnO за орієнтації $K \perp C, XY \perp C$. За практичної відсутності носіїв зарядів ($\nu_p = 1 \text{ см}^{-1}$) спостерігається лише високочастотна $\nu_s(K)$ (рис. 2.15). Залежність $\nu_s(K)$ починається з частоти $\nu = \nu_{T\perp}$ і асимптотично наближається до $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 545,1 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$. Крива дисперсії відповідає незвичайним ППФП 1-го типу (ППФП-1). На рис. 2.16 подано $\nu_s(K)$ для зразка ZO2-3 ($\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 100 \text{ см}^{-1}$). При цьому виявляються дві гілки $\nu_s(K)$ ППФП-1 $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 548 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{\text{ПФ}}^- = 60 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$. Гілка $\nu_s(K)$ (крива 2) має властивості, характерні плазмовим поляритонам.

На рис. 2.17 наведено залежності $\nu_s(K)$ (зразок ZC1M), в якого $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\parallel} = 650 \text{ см}^{-1}$. Розрахунок свідчить про наявність трьох дисперсійних гілок (криві 1—3). Криву 3 у збільшеному масштабі відображено на рис. 2.18. Відповідно, $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 719 \text{ см}^{-1}$ (крива 1), $\nu_{\text{ПФ}}^- = 305 \text{ см}^{-1}$ (крива 2). Крива 3 починається на частоті $\Omega_{\parallel} = 309,9 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 0,815$, а закінчується на частоті $\nu_{\perp}^- = 318,4 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 1,632$.

На рис. 2.19 подано дисперсійні залежності ППФП ZnO при $\nu_{p\perp} = 1300 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\parallel} = 1430 \text{ см}^{-1}$. У цьому випадку $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 1273,7 \text{ см}^{-1}$, а $\nu_{\text{ПФ}}^- = 363,58 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$, а $\nu_s(K)$ (крива 3) починається на частоті $363,8 \text{ см}^{-1}$ і при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow 0$ прямує до $\nu_3 = 390 \text{ см}^{-1}$.

Р о з д і л 2. Поверхневі поляритони в анізотропних кристалах оксиду цинку

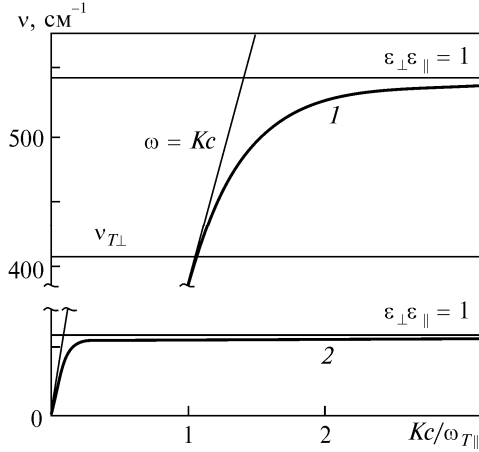


Рис. 2.16. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \perp C$), $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 100 \text{ см}^{-1}$ (зразок ZO2-3):
1 — $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 548 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 60 \text{ см}^{-1}$

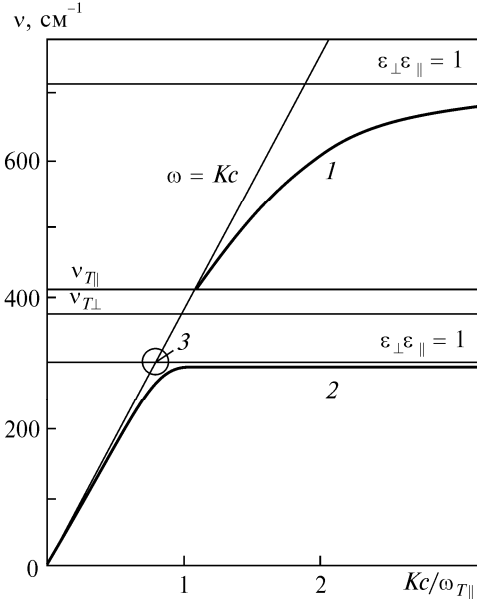


Рис. 2.17. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \perp C$), $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 650 \text{ см}^{-1}$ (зразок ZC1M):

1 — $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 719 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 305 \text{ см}^{-1}$; 3 — див. рис. 2.18

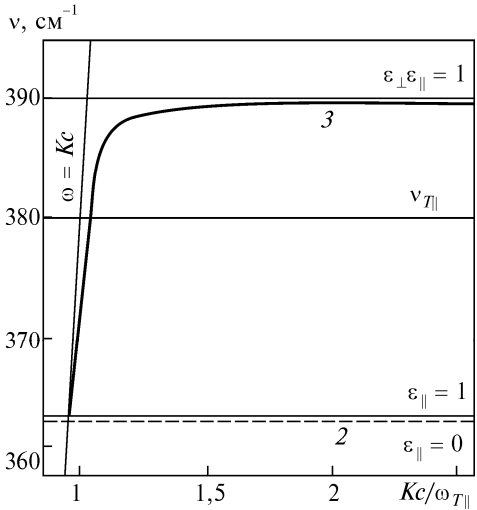
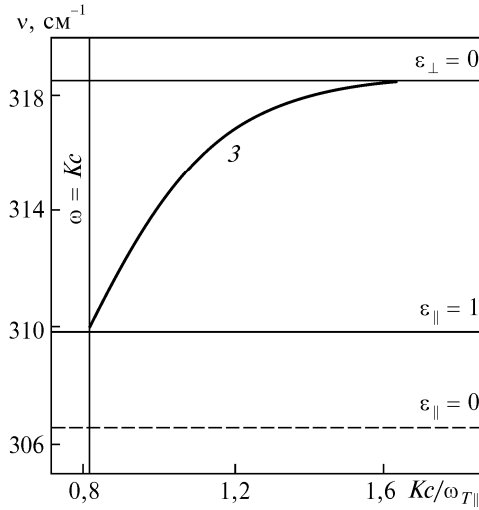


Рис. 2.18. Дисперсійна залежність $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \perp C$), $\nu_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 650 \text{ см}^{-1}$ (зразок ZC1M):

3 — $\nu_{\perp}^- = 318,4 \text{ см}^{-1}$, $Kc/\omega_{T||} = 1,632$ ($\epsilon_{\perp} = 0$), $\Omega_{||}^- = 309,9 \text{ см}^{-1}$, $Kc/\omega_{T||} = 0,815$ ($\epsilon_{||} = 1$), $\nu_{||}^- = 306,5 \text{ см}^{-1}$, $Kc/\omega_{T||} = 0,017$ ($\epsilon_{||} = 0$)

Рис. 2.19. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C, XY \perp C$), $\nu_{p\perp} = 1300 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 1430 \text{ см}^{-1}$; $\nu_{\text{ПФ}}^{+,-} = 1273,7 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 363,58 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\nu_3 = 390 \text{ см}^{-1}$, $\Omega_{||}^- = 363,8 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{||}^- = 363,59 \text{ см}^{-1}$

2.9. Результати експерименту і розрахунку поверхневих плазмон-фононних...

Рис. 2.20. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП ZnO ($K \perp C$, $XU \perp C$), $\nu_{p\perp} = 1500 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 1650 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 1450 \text{ см}^{-1}$, 2 — $\nu_{\text{ПФ}}^- = 367,7 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\nu_3 = 395,5 \text{ см}^{-1}$, $\Omega_{\parallel}^- = 367,8 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\parallel}^- = 367,7 \text{ см}^{-1}$

Розрахунок $\nu_s(K)$ для ZnO з $\nu_{p\perp} = 1500 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\parallel} = 1650 \text{ см}^{-1}$ відображено на рис. 2.20: $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 1450 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{ПФ}}^- = 367,7 \text{ см}^{-1}$. Гранична частота третьої дисперсійної залежності ν_3 становить $395,5 \text{ см}^{-1}$.

Отже, поведінка третьої гілки $\nu_s(K)$ ZnO є характерною для $\nu_s(K)$, які досліджено в анізотропних кристалах. Спектр ППВВ третього типу (ППФП-3) (рис. 2.21) розраховано з використанням даних зразка ZC1M (див. рис. 2.17). Спектр ППФП-3 отримано при $\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = 6 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = \gamma_{p\parallel} = 1 \text{ см}^{-1}$ за кута падіння випромінювання в елементі ППВВ $\alpha = 28^\circ$ і розмір зазору між елементом і зразком $d_3 = 26 \text{ мкм}$. Мінімум спектра ППФП-3 на частоті $\nu_3 = 312,5 \text{ см}^{-1}$ спостерігається при $Kc/\omega_{T\parallel} = 0,92$. Збільшення коефіцієнтів затухання фононів і плазмонів у ZnO спричиняє зменшення контрасту спектра.

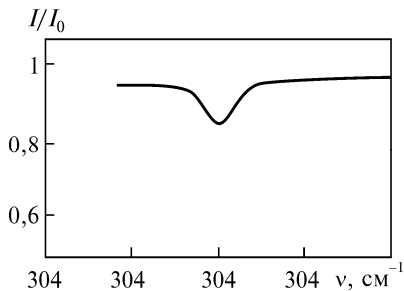
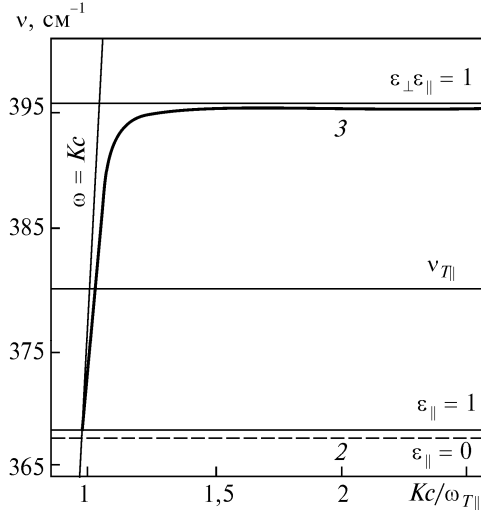


Рис. 2.21. Спектр ППВВ ППФП-3 ZnO (зразок ZC1M) при $\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = 6 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = \gamma_{p\parallel} = 1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 28^\circ$, $d = 26 \text{ мкм}$



2.9. Результати експерименту і розрахунку поверхневих плазмон-фононних поляритонів монокристалів ZnO

Звичайні ППФП ZnO на відміну від поверхневих фононних поляритонів (ПФП), що мають лише одну гілку $\nu_s(K)$ [1, 23, 24], виявляють дві дисперсійні залежності, граничні частоти ППФП яких визначають з виразу (2.18). Крива 2 на рис. 2.13 відповідає $\nu_s(K)$ орієнтації зразка $K \perp C$, $XU \perp C$, вона починається на частоті 412 см^{-1} , а при $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$ прямує до частот $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 548 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{\text{ПФ}}^- = 60 \text{ см}^{-1}$ (див. рис. 2.16). Ці дисперсійні залежності належать до ППФП 1-го типу, оскільки існують за умов $\epsilon_{\perp} < 0$ та $\epsilon_{\parallel} < 0$ і наявності граничних $\nu_{\text{ПФ}}^{+,-}$ для $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow \infty$.

ППФП 2-го типу можуть проявлятися лише при $\varepsilon_{\perp} < 0$ і $\varepsilon_{\parallel} > \chi_x^2$ (вираз (2.20)). Для ZnO діапазон існування ППФП-2 обмежено частотами 380—412 см^{-1} (див. рис. 2.13, а). Вони проявляються за орієнтації зразка $K \parallel C$, $XU \parallel C$. Залежність $v_s(K)$ практично є прямою, що переходить у $v_s(K)$ ППФП-1. За орієнтацій $K \perp C$, $K \parallel C$, $XU \parallel C$ порушуються незвичайні ППФП, що проявляються як двокомпонентні просторові структури їхніх полів. На рис. 2.15—2.20 дисперсійні залежності (v , $Kc/\omega_{T\parallel}$) подано в площині у тих діапазонах, де виконуються умови (2.20) і спостерігаються дисперсійні залежності ППФП при $\theta = 0$ і $v_{T\parallel} < v_{T\perp} < v_{L\parallel} < v_{L\perp}$, що реалізується для ZnO.

Дисперсійні криві $v_s(K)$ починаються на частотах $v = 0$, $v = v_{T\perp}$ ($\varepsilon_{\perp} = \infty$) і $v = \Omega_{\parallel}^+$, $v = \Omega_{\parallel}^-$ ($\varepsilon_{\parallel} = 1$), які збігаються з прямою $\omega = Kc$. Особливої уваги варті дисперсійні залежності $v_s(K)$, що належать до так званих ППФП 3-го типу, які проявляються лише в анізотропних кристалах за концентрацій носіїв рухомих зарядів n_0 , вищих за певну граничну. Область існування $v_s(K)$ ППФП 3-го типу обмежена знизу прямою $\varepsilon_{\parallel} = 1$ і прямими $\omega = Kc$ і $\varepsilon_{\perp} = 0$. На рис. 2.17 і 2.18 відображено випадки $v_0 < v_1$ ($v_{\perp}^- < v_{T\parallel}$). Якщо $v_{\perp}^- > v_{T\parallel}$, то $v_s(K)$ існує для всіх $K > \Omega_{\parallel}^-/c$ (див. рис. 2.19, 2.20).

Згідно з [38, 39, 69]

$$v_0 = v_{p\perp} \left[\frac{\varepsilon_{\infty\perp}}{\mu_{\perp}} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$v_1^2 = v_{T\parallel}^2 \frac{[\varepsilon_{\infty\perp} v_{T\parallel}^2 - \varepsilon_{0\perp} v_{T\perp}^2]}{[\mu_{\perp} (v_{T\perp}^2 - v_{T\parallel}^2)]}. \quad (2.26)$$

Оскільки для монокристалів ZnO $m_{\perp}^* = 0,26m_e$ [63, 65], де m_{\perp}^* — поперечна на ефективна маса електронів, а m_e — маса вільного електрона, то $m_{\perp}^* = (1/\mu_{\perp})m_e$ і $\mu_{\perp} = 3,85$. Тоді $v_0 = 1,0129v_{p\perp}$, а $v_1 = 1091,17 \text{ см}^{-1}$. Якщо $v_0 = v_1$, то $v_{p\perp} = 1077,27 \text{ см}^{-1}$. Оскільки $\Omega_{\parallel} \geq 301,1 \text{ см}^{-1}$, то ППФП 3-го типу починають проявлятися при $v_{p\perp} \geq 550 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 2.18 наведено $v_s(K)$ ППФП-3 ZnO (зразок ZC1M) при $v_{p\perp} = 605 \text{ см}^{-1}$. У цьому випадку

$$v_{\parallel} = 306,5 \text{ см}^{-1}, Kc/\omega = 0,017 (\varepsilon_{\parallel} = 0),$$

$$\Omega_{\parallel}^- = 309,9 \text{ см}^{-1}, Kc/\omega = 0,815 (\varepsilon_{\parallel} = 1),$$

$$v_{\perp}^- = 318,4 \text{ см}^{-1}, Kc/\omega = 1,632 (\varepsilon_{\perp} = 0).$$

ППФП 3-го типу існують за частот 309,9—318,4 см^{-1} для зразка ZC1M. Дисперсійні залежності $v_s(K)$ ППФП (див. рис. 2.19 і 2.20) отримано для випадку ZnO при $K \perp C$, $XU \perp C$ і $v_0 > v_1$ ($v_{\perp}^- > v_{T\parallel}$), коли $v_3 = 390 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2.19) і 395,5 см^{-1} (рис. 2.20). Якщо $v_{\perp}^- > v_{T\parallel}$, ППФП існують, коли $Kc/\omega_{T\parallel} \rightarrow 0$, при цьому умови існування ППФП на частотах від Ω_{\parallel}^- до $v_{T\parallel}$ аналогічні ППФП 2-го типу, а в діапазоні від $v_{T\parallel}$ до v_{\perp}^- проявляються ППФП 1-го типу.

2.10. Вплив сильного магнітного поля на поверхневі поляритони ZnO

Зауважимо, що низькочастотні $\nu_s(K)$ ППФП починаються на частотах $\nu > 0$, коли $\chi_x^2 > 1$. У разі збільшення концентрації носіїв зарядів початок $\nu_s(K)$ зміститься від 0,54 до 9,5 см^{-1} .

2.10. Вплив сильного магнітного поля на поверхневі поляритони ZnO

Збудженню різних типів фононних і плазмон-фононних поляритонів у полярних оптично-ізотропних та анізотропних напівпровідниках присвячено низку праць [1—10]. Так, у [4] показано, що в діапазоні «залишкових променів» напівпровідника можливе збудження ПП фононного та плазмон-фононного типів. У праці [82] досліджено властивості ПП із урахуванням впливу на оптично-ізотропний кристал зовнішнього магнітного поля та плазмон-фононної взаємодії. Показано, що збудження ПП у разі дії на полярний напівпровідник магнітного поля можливе лише за певних умов. У [83] зареєстровано збудження поверхневих магнітоплазмонних фононних поляритонів монокристалів InSb при $H = 110$ кЕ. Результати дослідження оптично-анізотропних кристалів, розміщених у сильному однорідному магнітному полі з урахуванням плазмон-фононної взаємодії, відсутні.

На прикладі монокристала ZnO досліджуватимемо вплив сильного однорідного магнітного поля на властивості поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів оптично-анізотропного напівпровідника за орієнтації $C \parallel Y$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{C}$, $XY \parallel C$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{H} \parallel Y$, $k_x = \mathbf{k}$, $k_{y,z} = 0$ (рис. 2.22).

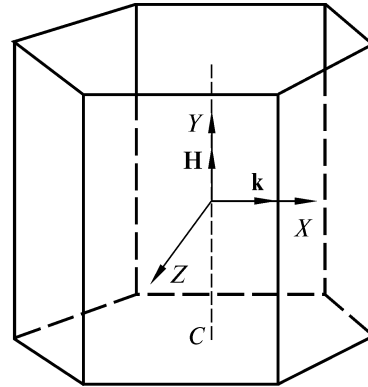
Розглянемо полярний оптично-анізотропний монокристал ZnO, в якому збудження та поширення різних типів ПП відбувається уздовж поверхні напівпровідника, як показано на рис. 2.22. Вісь X розташована в напрямку поширення електромагнітної хвилі при $C \parallel Y$.

Коефіцієнт ППВВ I/I_0 (I_0 — інтенсивність ІЧ-випромінювання за даної частоти за відсутності зразка, а I — за його наявності) в ІЧ-діапазоні спектра розраховано за формулами з праць [4, 24] у разі адитивного внеску фононної та плазмової підсистем у напівпровіднику, а також урахування впливу на монокристал сильного однорідного магнітного поля.

Узгодження теоретичних і експериментальних даних досягнуто в разі використання в обчисленнях компонент тензора діелектричної проникності в магнітному полі:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{\infty \perp \parallel} \left(1 + \frac{\nu_{L \perp \parallel}^2 - \nu_{T \perp \parallel}^2}{\nu_{T \perp \parallel}^2 - \nu^2 - i\gamma_{f \perp \parallel} \nu} + \frac{\nu_{p \perp \parallel}^2 (\nu + i\gamma_{p \perp \parallel})}{\nu(\Omega^2 - (\nu + i\gamma_{p \perp \parallel})^2)} \right),$$

Рис. 2.22. Взаємне розміщення векторів \mathbf{H} , \mathbf{k} та координатних осей X , Y , Z у ZnO



$$\epsilon_2 = \frac{\epsilon_{\infty \perp, \parallel} v_{p \perp, \parallel}^2 \Omega}{v \left((v + i\gamma_{p \perp, \parallel})^2 - \Omega^2 \right)},$$

$$\epsilon_3 = \epsilon_{\infty \perp, \parallel} \left(1 + \frac{v_{L \perp, \parallel}^2 - v_{T \perp, \parallel}^2}{v_{T \perp, \parallel}^2 - v^2 - i\gamma_{f \perp, \parallel} v} - \frac{v_{p \perp, \parallel}^2}{v(v + i\gamma_{p \perp, \parallel})} \right), \quad (2.27)$$

де $\Omega = \frac{eH}{mc}$ — циклотронна частота; $\epsilon_{\infty \perp, \parallel}$ — високочастотна діелектрична проникність; $v_{L \perp, \parallel}$, $v_{T \perp, \parallel}$ — відповідно частоти поздовжнього та поперечного оптичних фононів; $v_{p \perp, \parallel}$ — частота плазмового резонансу; $\gamma_{p \perp, \parallel}$ — коефіцієнт згасання плазмонів; $\gamma_{f \perp, \parallel}$ — коефіцієнт згасання оптичного фонона.

У розрахунках використовували дані з табл. 1.3, 1.4, де подано взаємоузгодженні об'ємні та електрофізичні параметри оптично-анізотропних монокристалів ZnO, отримані методом дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-відбивання в області плазмон-фононної взаємодії з використанням поляризованого світла за різних кутів падіння [4].

2.11. Результати дослідження поверхневих поляритонів ZnO за впливу магнітного поля

На рис. 2.23, 1, 2, 3 наведено розрахункові спектри ППВВ I/I_0 нелегованого оксиду цинку ($n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), записані для повітряних зазорів $d_3 = 14,6$ (1, 1'), 8,7 (2, 2'), 4,1 мкм (3, 3') і кутів 30° (1, 1'), 35° (2, 2'), 50° (3, 3'). Розрахунки проведено за формулами з праці [4] за відсутності впливу на монокристал магнітного поля. Точки відповідають експериментальним даним для

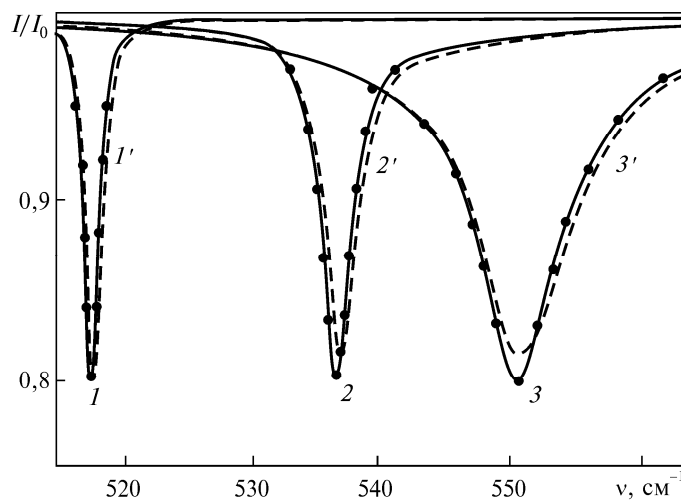
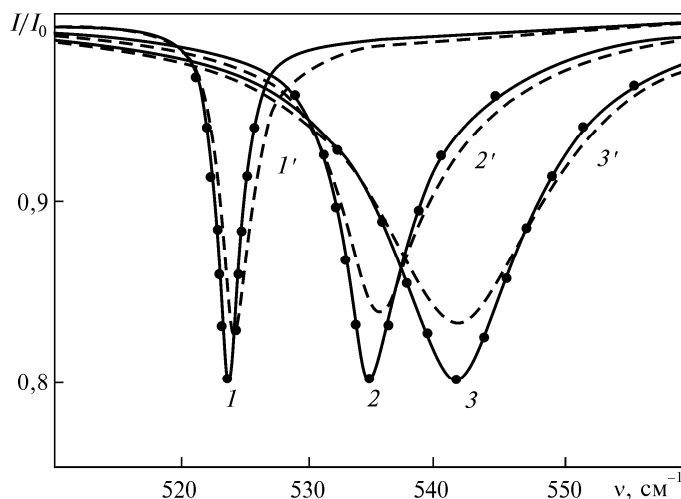


Рис. 2.23. Спектри ППВВ ZnO (зразок ZO2-3):

1—3 — $H = 0$ кЕ; 1'—3' — $H = 100$ кЕ; 1, 1' — $d_3 = 14,6$ мкм, $\varphi = 30^\circ$; 2, 2' — $d_3 = 8,7$ мкм, $\varphi = 35^\circ$; 3, 3' — $d_3 = 4,1$ мкм, $\varphi = 50^\circ$; лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані

Рис. 2.24. Спектри ППБВ ZnO (зразок ZO1-3):
 I — 3 — $H = 0$ кЕ; I' — $3'$ — $H = 100$ кЕ; I, I' — $d_3 = 13$ мкм;
 $2, 2'$ — $d_3 = 7,4$ мкм; $3, 3'$ — $d_3 = 3,4$ мкм; лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані



зразка ZO2-3, які зареєстровано ИКС-29М за методикою, наведеною в [4]. Повітряний зазор між призмою ППБВ і зразком ZO2-3 варіювали до встановлення інтенсивності поглинутої хвилі, що не перевищувала 20 %, за незмінної частоти мінімуму в спектрі ППБВ [1]. Криві I' , $2'$, $3'$ — це спектри ППБВ для монокристала ZnO, розміщеного в однорідному магнітному полі. Розрахунок проведено для зразка ZO2-3 при $H = 100$ кЕ.

Мінімуми експериментальних і розрахункових спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 518$ (I), 537 (2), 551 см^{-1} (3) — без впливу магнітного поля на зразок і $\nu_{\min} = 518$ (I'), 538 ($2'$), 552 см^{-1} ($3'$) — за наявності впливу. Напівширини спектрів відповідно становлять $\Gamma_{\Pi} = 2, 3, 9$ см^{-1} .

На рис. 2.24 відображено спектри ППБВ за відсутності впливу магнітного поля для слабо легovanого монокристала оксиду цинку ($n = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), коли кут падіння в призмі ППБВ дорівнює 30° (I, I'), 35° ($2, 2'$), 50° ($3, 3'$). Повітряний зазор між зразком ZO1-3 та призмою ППБВ змінювався від 13 (I) до 3,4 (3) мкм. Мінімуми спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 527$ (I), 550 (2), 563 см^{-1} (3). При цьому напівширина спектрів становить $\Gamma_{\Pi} = 5$ (I), 17 (2), 28 см^{-1} (3). Криві I' , $2'$, $3'$ розраховано з урахуванням впливу однорідного магнітного поля $H = 100$ кЕ на монокристал оксиду цинку (зразок ZO1-3). Частоти мінімумів і напівширини у спектрах ППБВ відповідно становлять $\nu_{\min} = 528$ (I'), 551 ($2'$), 564 см^{-1} ($3'$), $\Gamma_{\Pi} = 7$ (I'), 19 ($2'$), 32 см^{-1} ($3'$). Точки відповідають експериментальним даним для монокристала ZnO (зразок ZO1-3).

На рис. 2.25, $I, 2, 3$ подано розрахункові спектри ППБВ сильно легovanого ZnO ($n = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) для кута падіння 30° (I, I'), 35° ($2, 2'$), 50° ($3, 3'$) і повітряного зазору між оксидом цинку та призмою ППБВ, що становить відповідно 10,2 (I, I'), 5,6 ($2, 2'$) та 2,6 мкм ($3, 3'$). Криві I — 3 відповідають випадку, коли вплив магнітного поля на монокристал ZnO відсутній. Криві $I', 2', 3'$ — це розрахункові спектри ППБВ у разі врахування впливу сильного однорідного поля $H = 100$ кЕ на монокристал ZnO за орієнтації $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$. Мі-

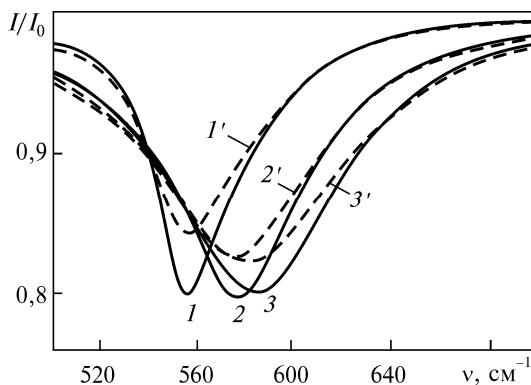


Рис. 2.25. Спектри ППВВ ZnO (зразок ZO6-B):

$I-3$ — $H = 0$ кЕ; $I'-3'$ — $H = 100$ кЕ;
 I, I' — $d_3 = 10,2$ мкм, $\varphi = 30^\circ$; $2, 2'$ — $d_3 = 5,6$ мкм, $\varphi = 35^\circ$; $3, 3'$ — $d_3 = 2,6$ мкм, $\varphi = 50^\circ$

мінімуми спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 557$ (I'), 574 ($2'$), 582 см^{-1} ($3'$). Напівширини спектрів відповідно становлять $\Gamma_{\Pi} = 58$ (I'), 92 ($2'$), 99 ($3'$).

На рис. 2.26 наведено спектри ППВВ для нелегованого оксиду цинку (зразок ZO2-3) за концентрації вільних носіїв заряду $n_0 = 6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та кута падіння ІЧ-випромінювання в призмі ППВВ, що дорівнює 50° . Повітряний зазор між призмою ППВВ і монокристалом ZnO становить 4 мкм. Сканування проводили за величиною магнітного поля, що змінювалася так: 0 (I), 30 (2), 65 (3) і 100 кЕ (4). Мінімум спектрів відповідає частоті $\nu_{\min} = (551 \pm 1) \text{ см}^{-1}$ для всіх значень магнітного поля. Для кривих $I-3$ $\Gamma_{\Pi} = 9 \text{ см}^{-1}$, а для кривої 4 $\Gamma_{\Pi} = 10 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 2.27 відображено вплив магнітного поля на спектри ППВВ. У процесі розрахунків використано дані табл. 1.3 та 1.4 для слабо легovanого зразка ZO1-3 за кута падіння, що дорівнює 40° , повітряного зазору між призмою ППВВ та ZnO — 5 мкм, а також за значень магнітного поля 0 (I), 30 (2), 65 (3), 100 кЕ (4). Як бачимо зі спектрів ППВВ, збільшення магнітного поля супроводжується зростанням напівширини спектрів ППВВ, а отже, і затухання ПП. Мінімум спектрів залишається незмінним і відповідає частоті ПП $\nu_{\min} = 558 \text{ см}^{-1}$. Для кривих $I-4$ $\Gamma_{\Pi} = 20, 22, 25, 28 \text{ см}^{-1}$.

Експериментальний спектр (рис. 2.27, точки на I) зареєстровано для слабо легovanого зразка ZO1-3 під час сканування за частотою за незмінних значень кута падіння ІЧ-випромінювання в призмі ППВВ ($\varphi = 40^\circ$) та розміру повітряного зазору, що дорівнює 5 мкм. Збільшення концентрації вільних носіїв зарядів до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ за незмінних величин однорідного магнітного поля $30, 65, 100$ кЕ і кута падіння за розміру зазору між призмою та монокристалом 4 мкм супроводжується зміщенням частоти ПП у низькочастотний діапазон спектра (рис. 2.28). Мінімуми спектрів відповідають

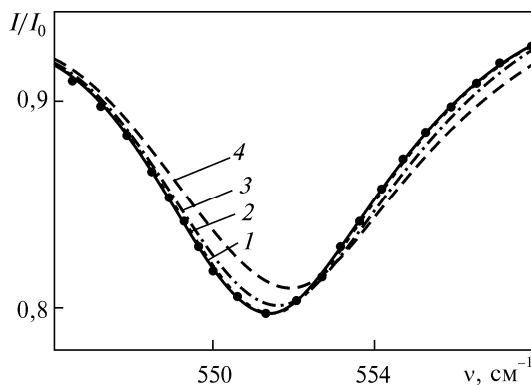


Рис. 2.26. Спектри ППВВ ZnO (зразок ZO2-3) при $d_3 = 4$ мкм, $\varphi = 50^\circ$:

$I-4$ — $H = 0; 30; 65; 100$ кЕ; лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані

2.11. Результати дослідження поверхневих поляритонів ZnO за впливу...поля

Рис. 2.27. Спектри ППБВ ZnO (зразок ZO1-3) при $d_3 = 5$ мкм, $\varphi = 40^\circ$:
1—4 — $H = 0; 30; 65; 100$ кЕ; лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані

частотам $\nu_{\min} = 581$ (1), 580 (2), 578 см^{-1} (3), $\Gamma_{\Pi} = 83$ (1, 2), 88 (3), 98 см^{-1} (4). Криву 1 розраховано за відсутності впливу магнітного поля на монокристал.

Як показано на рис. 2.26, магнітне поле впливає на інтенсивність коефіцієнта поглинання в околі мінімуму спектра ППБВ, і відповідно частота мінімуму в межах похибки експерименту не змінюється. В разі збільшення ступеня легування оксиду цинку вплив магнітного поля на характер спектра ППБВ (див. рис. 2.25, 2.28) стає суттєвішим.

На рис. 2.29 наведено дисперсійні криві монокристалів оксиду цинку за відсутності впливу магнітного поля та з урахуванням коефіцієнтів затухання фононної й плазмової підсистем. Концентрація вільних носіїв заряду (електронів) у ZnO змінювалася від $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ (криві 1, 1') до $n_0 = 2,0 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$ (криві 3, 3'). Криві 2 і 2' зареєстровано при $n_0 = 6,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$. Лінії 1—3 відповідають високочастотним дисперсійним гілкам із граничними значеннями частоти $\nu^+(k) = 561$ (крива 1), 578 (крива 2) і 627 см^{-1} (крива 3); лінії 1'—3' — низькочастотні дисперсійні гілки із граничними значеннями частоти $\nu^-(k) = 59$ (крива 1'), 152 (крива 2') і 246 см^{-1} (крива 3'). Розрахунок дисперсійних кривих ПП проведено за формулами з праць [4, 84—86] та даними табл. 1.3, 1.4. Точки — експериментальні значення, отримані методом ППБВ. Значення граничної частоти ППФП ν^\pm зі спектрів ППБВ для досліджуваних зразків узгоджуються з результатами праці [84].

З рис. 2.29 бачимо, що збільшення концентрації вільних носіїв зарядів у ZnO (електронів) супроводжується зміщенням частоти ППФП у високочастотний діапазон спектра ППБВ. Високочастотні гілки поверхневих плазмон-фононних поляритонів незалежно від ступеня легування зразка починаються з частоти, що відповідає співвідношенню $\nu = \nu_{T\perp}$, й існують при $k \gg 2\pi\nu/c$, асимптотично наближаючись до граничної частоти ПП [4].

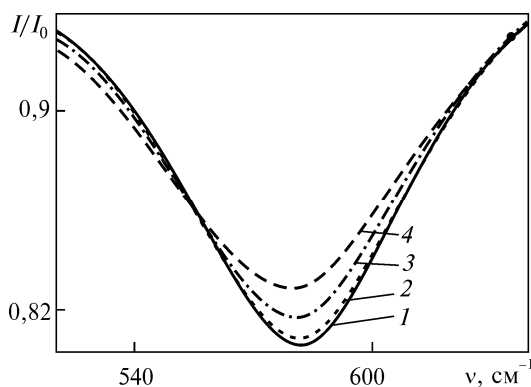


Рис. 2.28. Спектри ППБВ ZnO (зразок ZO6-B) при $d_3 = 4$ мкм, $\varphi = 40^\circ$:
1—4 — $H = 0; 30; 65; 100$ кЕ

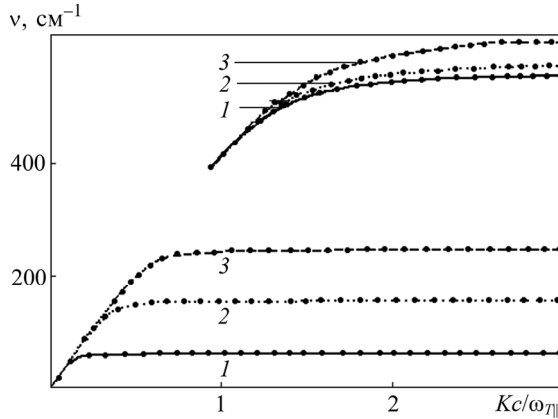


Рис. 2.29. Дисперсійні залежності $\nu(K)$ ZnO:
лінії — розрахункові дані; точки — експериментальні дані

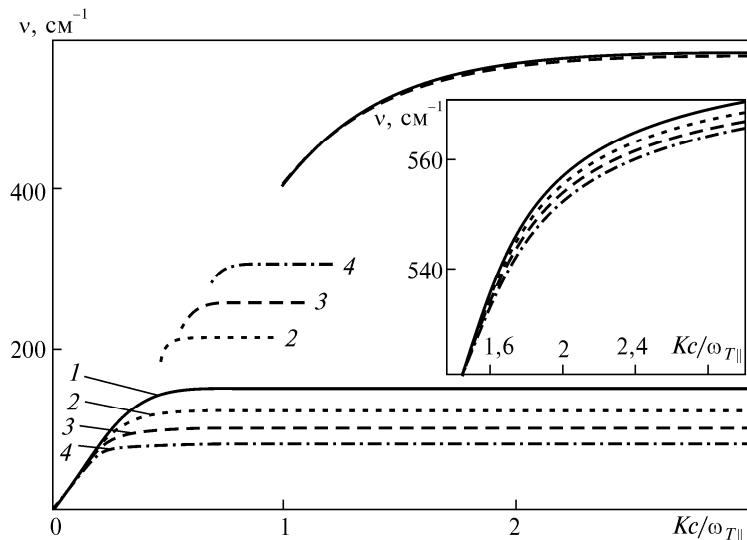


Рис. 2.30. Дисперсійні криві ZnO (зразок ZO1-3) із урахуванням впливу магнітного поля:
1—4 — $H = 0; 30; 65; 100$ кЕ

На рис. 2.30 показано дисперсійні криві слабо легованого монокристала ZnO (зразок ZO1-3) за наявності впливу на кристал однорідного магнітного поля $H = 0—100$ кЕ за вказаної вище орієнтації. З рис. 2.30 (вставка) видно, що високочастотна дисперсійна крива майже не змінюється за зміни магнітного поля від 0 до 100 кЕ, тоді як нижня дисперсійна гілка зі зростанням величини магнітного поля зміщується в діапазон менших частот. Крім того, як бачимо з рис. 2.29, вплив магнітного поля на монокристал ZnO за частот від $190—350$ см^{-1} призводить до прояву ще однієї дисперсійної гілки, обмеженої значенням хвильового вектора, яка в разі зростання зовнішнього магнітного поля від 30 кЕ зміщується в діапазон високих частот. Це зумовлено тим, що за збільшення величини магнітного поля циклотронна частота Ω зміщується в високочастотний

2.11. Результати дослідження поверхневих поляритонів ZnO за впливу...поля

ТАБЛИЦЯ 2.1

Граничні значення частот різних типів ПП ZnO в разі впливу магнітного поля

Зразок	H, E										
	0		$30 \cdot 10^3$			$65 \cdot 10^3$			$100 \cdot 10^3$		
	$\nu^-, \text{см}^{-1}$	$\nu^+, \text{см}^{-1}$	$\nu^-, \text{см}^{-1}$	$\nu_f, \text{см}^{-1}$	$\nu^+, \text{см}^{-1}$	$\nu^-, \text{см}^{-1}$	$\nu_f, \text{см}^{-1}$	$\nu^+, \text{см}^{-1}$	$\nu^-, \text{см}^{-1}$	$\nu_f, \text{см}^{-1}$	$\nu^+, \text{см}^{-1}$
ZO2-3	59	561	34	108	561	21	171	561	14	242	561
ZO1-3	152	578	124	201	576	98	245	575	80	293	574
ZO6-B	246	627	221	287	620	196	316	612	174	345	607

діапазон, при цьому розщеплюється зв'язок між плазмонами та фононами і з'являється «чиста» фононна дисперсійна гілка [1, 4, 24]. Початкові точки для нижньої та верхньої дисперсійних гілок відповідають частотам $\nu = 0$ і ν_T , що є розв'язками рівнянь $\epsilon_1 = 1$ або 0. Асимптоти до «чистої» фононної гілки задаються рівняннями $1 + \epsilon_1 \pm i\epsilon_2 = 0$. З огляду на наведені вимоги в табл. 2.1 подано граничні частоти «чистих» фононних дисперсійних гілок для монокристалів ZnO.

Аналогічним є вплив магнітного поля на дисперсійні залежності нелегованого та сильно легovanого монокристалів ZnO (зразки ZO2-3 і ZO6-B).

На рис. 2.31 наведено розрахункові дисперсійні криві ZnO з урахуванням впливу на монокристал магнітного поля $H = 100$ кЕ. Як бачимо, зі зростанням концентрації вільних носіїв заряду та під впливом магнітного поля всі три дисперсійні гілки зміщуються в діапазон високих частот.

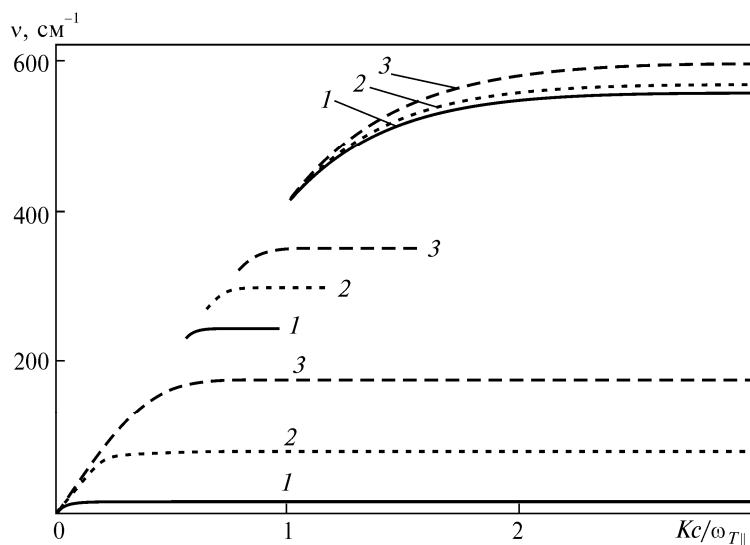


Рис. 2.31. Дисперсійні криві ZnO в магнітному полі $H = 100$ кЕ:
1 — ZO2-3; 2 — ZO1-3; 3 — ZO6-B

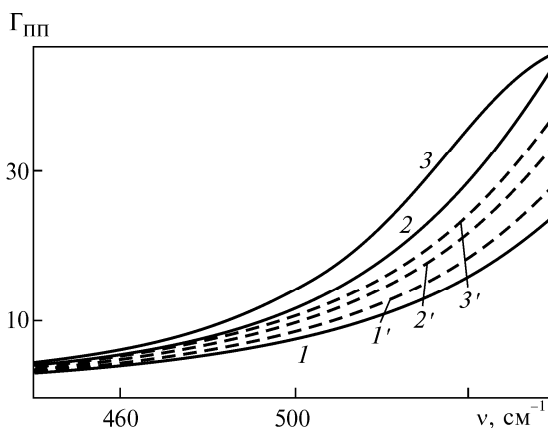


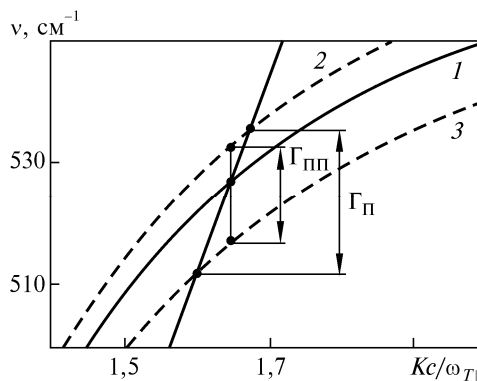
Рис. 2.32. Залежності $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ ZnO:
1 — ZO2-3; 2 — ZO1-3; 3 — ZO6-B;
1'—3' — зразок ZO6-B, $H = 30, 65, 100$ кЕ

На рис. 2.30, 2.31 подано розрахункові дисперсійні залежності з урахуванням анізотропії фононної й плазмової підсистем в їх гармонічному наближенні. Дисперсійні криві з урахуванням згасання для магнітоплазмонів та для поверхневих плазмон-фононних мод у магнітному полі досліджено у працях [87, 88]. Зареєстровано загин (поворот) назад у розрахункових дисперсійних кривих у оптично-ізотропному середовищі з урахуванням згасання магнітоплазмонів. У випадку оптично-анізотропних кристалів за такої орієнтації «поворот» дисперсійної кривої не спостерігається.

На рис. 2.32 наведено залежність коефіцієнта згасання ПП від частоти $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ для монокристала ZnO. Розрахунки виконано для монокристалів із ідеально гладкою поверхнею [4]. Криві 1—3 побудовано за даними праці [4] для монокристалів оксиду цинку з різним ступенем легування за відсутності впливу на кристал магнітного поля, а криві 1'—3' — $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ для сильно легуваного зразка ZO6-B у випадку дії магнітного поля на монокристал у напрямку $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{H} \parallel Y$, $H = 30$ (1'); 65 (2'); 100 кЕ (3').

У працях [68, 86] графічно визначено коефіцієнт згасання ПП. На рис. 2.33, як приклад [86], відображено методику визначення коефіцієнта згасання ПП $\Gamma_{\text{ПП}}$ для оптично-анізотропних монокристалів ZnO. Тут крива 1 — дисперсійна гілка, а криві 2, 3 визначають напівширину $\Gamma_{\text{П}}$ у спектрі ППВВ. Дійсна ширина спектрів згідно з [68] дорівнює коефіцієнту згасання ПП та визначається різницею частот, що розміщені на перетині перпендикулярної до осі абсцис прямої у системі штрихові криві—дисперсійні точки. У табл. 2.2 та 2.3 подано розрахункові дані для монокристалів ZnO з різним ступенем легування за умов $\gamma_p = 0$, $\gamma_f = 0$ (табл. 2.2) та $\gamma_p \neq 0$, $\gamma_f \neq 0$ (табл. 2.3) за відсутності впливу магнітного поля на напівпровідник та за умови його впливу ($H = 100$ кЕ). Кути падіння в призмі ППВВ становлять 30, 35 та 50°.

Рис. 2.33. Дисперсійні залежності (зразок ZO1-3 [9]); $\Gamma_{\text{П}}$ і $\Gamma_{\text{ПП}}$ — напівширина та коефіцієнт згасання ПП



2.11. Результати дослідження поверхневих поляритонів ZnO за впливу...поля

ТАБЛИЦЯ 2.2

Напівширина мінімуму в спектрі ППВВ Γ_{Π} та коефіцієнт згасання ПП $\Gamma_{\Pi\Pi}$ ZnO при $\gamma_p = 0$, $\gamma_f = 0$, $H = 0$; 100 кЕ

$\varphi, ^\circ$	$H = 0$ кЕ				$H = 100$ кЕ			
	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$
ZO1-3								
30	527	1,646	22,54	15,68	528	1,68	36,13	25,16
35	550	1,98	114,58	91,89	551	2,11	243,48	191,03
50	563	2,44	—	—	564	—	—	—
ZO2-3								
30	518	1,626	9,7	6,96	518	1,629	10,08	7,07
35	537	1,936	25,4	21,43	538	1,975	35,68	30,71
50	551	2,595	202,75	188,2	552	2,77	336,6	314,48
ZO6-B								
30	555	1,735	248,57	121,53	557	1,83	—	268,45
35	576	1,95	547,11	325,65	574	—	—	—
50	585	—	—	—	582	—	—	—

ТАБЛИЦЯ 2.3

Напівширина мінімуму в спектрі ППВВ Γ_{Π} та коефіцієнт згасання ПП $\Gamma_{\Pi\Pi}$ ZnO при $\gamma_p \neq 0$, $\gamma_f \neq 0$ і $H = 0$; 100 кЕ

$\varphi, ^\circ$	$H = 0$ кЕ				$H = 100$ кЕ			
	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$
ZO1-3 ($\gamma_{p\perp} = 280$, $\gamma_{p\parallel} = 260$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 13$)								
30	527	1,67	23,73	17,11	528	1,7	35,69	27,52
35	550	2,06	132,29	111,68	551	2,17	270,52	216,5
50	563	2,7	—	—	564	—	—	—
ZO2-3 ($\gamma_{p\perp} = 150$, $\gamma_{p\parallel} = 170$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 11$)								
30	518	1,63	10,59	7,04	518	1,632	11,13	7,12
35	537	1,945	24,93	21,86	538	1,985	35,22	31,23
50	551	2,63	209,67	197,41	552	2,805	353,45	328,61
ZO6-B ($\gamma_{p\perp} = 406$, $\gamma_{p\parallel} = 350$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 21$)								
30	555	1,86	—	197,25	557	1,94	—	410,19
35	576	2,26	—	—	574	2,38	741,25	720,1
50	585	—	—	—	582	2,85	872,47	853,34

Як бачимо, в разі збільшення кута падіння та зростанні концентрації вільних носіїв заряду в монокристалах ZnO коефіцієнт згасання ПП зростає. Аналогічним є вплив плазмон-фононного згасання та зовнішнього магнітного поля на Γ_{Π} і $\Gamma_{\Pi\Pi}$ ZnO.

2.12. Узагальнені результати

Показано, що якщо концентрація вільних носіїв зарядів (електронів) в одновісних оптично-анізотропних кристалах перевищує певне критичне значення, то за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$ проявляються нові дисперсійні гілки, які відсутні в ізотропних кристалах. Уперше встановлено, що за концентрації вільних носіїв зарядів (електронів) $n_0 \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ у монокристалах ZnO кількість дисперсійних гілок дорівнює трьом. Методом машинного моделювання для гексагонального ZnO отримано розрахунковий спектр ППВВ ППФП 3-го типу та визначено умови, за яких можлива експериментальна реєстрація ППФП-3 методом ППВВ. Виявлено, що ППФП-3 виникають за кінцевих значень хвильового вектора й існують або за необмеженого збільшення хвильового вектора K , або в обмеженому зверху інтервалі його значень. На межі областей існування глибина проникнення хвилі перетворюється на 0 або на нескінченність, тобто поверхнева хвиля стає об'ємною.

З використанням загальної теорії поверхневих поляритонних станів у анізотропних кристалах і взаємно узгоджених об'ємних параметрів вперше одержано теоретичні дисперсійні залежності поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів у гексагональних монокристалах ZnO за довільних орієнтацій оптичної осі C відносно напрямку поширення ПП, достовірність яких підтверджено експериментально. Показано, що поляризація анізотропних ПП оксиду цинку має змішаний характер EH -типу лише за ортогональних орієнтацій хвильового вектора ПП відносно оптичної осі C ПП H -типу.

Уперше методом ППВВ за орієнтації $K \parallel C$, $XY \parallel C$ отримано експериментальні спектри поверхневих фононних і плазмон-фононних поляритонів 2-го типу. Показано, що наявність затухання спричиняє генерацію поверхневих поляритонів у околі «точки зупинки» і в реальних випадках вона не є особливою точкою, а частота 412 см^{-1} для ZnO може бути «точкою зупинки» лише в гармонічному наближенні. На цій частоті спостерігається спектр ППВВ ПП змішаного типу, коли одночасно генеруються ПП-1 і ПП-2.

В анізотропному оксиді цинку проведено дослідження коефіцієнтів затухання поверхневих фононних і плазмон-фононних поляритонів 1- та 2-го типів. Виявлено залежність коефіцієнта затухання ПП від частоти та хвильового вектора ПП у діапазоні $406\text{—}530 \text{ см}^{-1}$ (орієнтація $K \parallel C$, $XY \parallel C$). Встановлено, що властивості ППФП 1- та 2-го типів у околі точки на частоті 412 см^{-1} майже не відрізняються від фононних ПП, єдина відмінність полягає в більшому коефіцієнті затухання ПП. Просторова структура полів ПП-2 і ПП-1 не проявляє значних особливостей ні в спектрах ПП, ні в коефіцієнтах затухання.

Досліджено коефіцієнти відбивання від поверхні монокристалів ZnO в ІЧ-діапазоні спектра з урахуванням коливань трьох попарно зв'язаних підсистем: електромагнітних хвиль, оптичних коливань ґратки та плазмових коливань вільних носіїв зарядів. Показано, що лідируюча анізотропія фононів і незначна анізотропія плазмонів зумовлюють низку особливостей спектра зв'язаних коливань і зон прозорості. У випадку $\theta \neq 0, \pi/2$ у спектрах відбивання спосте-

2.12. Узагальнені результати

рігаються чотири області повного відбивання та чотири мінімуми. Визначено умови, за яких можливе експериментальне дослідження областей прозорості.

Вплив сильного однорідного магнітного поля на оптично-анізотропні монокристали ZnO за орієнтації $C \parallel Y$, $\mathbf{k} \perp C$, $XY \parallel C$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{H} \parallel Y$, $k_x = k$, $k_{y,z} = 0$ супроводжується змінами основних властивостей ПП фононного та плазмон-фононного типів. Уперше показано, що в оптично-анізотропних монокристалах ZnO під дією однорідного магнітного поля можливе збудження «чистої» фононної дисперсійної гілки, яка зі зростанням величини зовнішнього магнітного поля зміщується у високочастотний діапазон спектра. Початкова частота та характер «чистої» фононної дисперсійної гілки залежать від концентрації вільних носіїв заряду й величини магнітного поля. В разі впливу магнітного поля на оптично-анізотропний монокристал нижня дисперсійна гілка деформується, а високочастотна гілка в межах похибки експерименту залишається незмінною. Щодо коефіцієнта затухання ПП ZnO, то це питання потребує додаткових досліджень, проте з огляду на результати аналізу впливу зовнішнього магнітного поля є незаперечним.

Розділ 3

СПЕКТРОСКОПІЯ ІЧ-ВІДБИВАННЯ В ПРОЦЕСІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИХ МОНОКРИСТАЛІВ 6H-SiC

3.1. Вступ

Карбід кремнію (SiC) — єдине бінарне з'єднання кремнію та вуглецю, що існує в твердій фазі. Хімічне з'єднання кремнію та вуглецю в ґратці карбіду кремнію характеризується сильним іонно-ковалентним зв'язком, який надає йому рідкісні фізико-хімічні властивості [1—22].

Перспектива широкого практичного застосування монокристалів карбіду кремнію пов'язана з можливістю зміни електричних, оптичних, люмінесцентних і фотоелектричних властивостей кристалів та з їх унікальною стійкістю до зовнішніх впливів, з поєднанням фізико-хімічних властивостей — високої термічної, механічної, радіаційної та хімічної стійкості. За твердістю карбід кремнію поступається лише алмазу і карбіду бору; за температур до 400 °C він практично не взаємодіє ні з одним із відомих для інших напівпровідникових матеріалів травильників [7, 9, 12, 13].

Карбід кремнію існує у вигляді понад 200 політипів. Ці політипи розрізняються порядком чергування подвійних площин Si—C. У кожного з них атоми одного типу є центрами тетраедра, у вершинах якого знаходяться атоми іншого типу [17, 18]. Для різних політипів SiC характерними є майже однакові фізико-хімічні властивості за ширини забороненої зони від 2,39 (β-SiC) до 3,33 eV (α-SiC 2H). Детальніше політипізм карбіду кремнію проаналізовано в працях [12—14, 17—20].

Об'єктом дослідження вибрано один із найпоширеніших політипів карбіду кремнію 6H, віднесений до одновісних гексагональних полярних напівпровідникових кристалів. Монокристали 6H-SiC належать до просторової групи $C_{6v}^4 (P6_3mc)$, що в елементарній комірці має 12 атомів і характеризуються сильною анізотропією властивостей плазмової підсистеми на відміну від ZnO [9]. 6H-SiC — кристал, третій за твердістю після алмазу і карбіду бору (за Моссом — 9,5). Це зумовлює високі механоміцнісні властивості його поверхні. Поверхні 6H-SiC завдяки хімічній і термічній інертностям притаманна висока стабільність, що визначає стабільність оптичних параметрів у широкому інтервалі потужності ІЧ-випромінювання протягом тривалого часу (десятки років); температура плавлення — 2600 °C; ширина забороненої зони — 3,05 eV. Крім того, для 6H-SiC характерна електронна та діркова провідності, що визначає перспективи його застосування в приладах з електронно-дірковими переходами, які здатні працювати за високих температур із високою стабіль-

3.2. Спектри відбивання карбіду кремнію в діапазоні «залишкових променів»

ністю їхніх властивостей протягом певного часу та за кімнатних температур у приладах, яким властиві великі потужності й густина струму [1—22].

Дослідженням монокристалів карбіду кремнію присвячено багато праць. Наприклад, у [9, 22—30] за допомогою методів ІЧ-спектроскопії вивчали оптичні та електрофізичні властивості. У [9, 23, 28, 29] отримано та проаналізовано ІЧ-спектри відбивання гексагонального кристала 6H-SiC із урахуванням анізотропії показника заломлення, діелектричної сталої та коливань ґратки. Показано, що коефіцієнт відбивання 6H-SiC із високою точністю (0,5 %) моделюється з використанням експериментальних спектрів і простих математичних виразів за умови врахування анізотропії властивостей фононної та плазмової підсистем [9]. У діапазоні «залишкових променів» 6H-SiC є проміжки частот, де $R(\nu) = 0,98; 0,001$, що варто уваги під час розробки модулаторів і фільтрів ІЧ-випромінювання.

Незважаючи на наведені численні результати наукових досліджень монокристалів 6H-SiC, у літературних джерелах майже відсутні дані експериментів щодо монокристалів карбіду кремнію за довільної орієнтації оптичної осі відносно його поверхні та впливу анізотропії плазмон-фононної підсистеми на спектри зовнішнього відбивання в ІЧ-діапазоні.

Важливим є дослідження впливу анізотропії фононної та плазмон-фононної підсистем на спектри ІЧ-відбивання монокристалів 6H-SiC з різним ступенем легування для різних орієнтацій оптичної осі C кристала відносно його поверхні XY методами ІЧ-спектроскопії.

У цьому розділі висвітлено результати дослідження частотної залежності коефіцієнта відбивання $R(\nu)$ від поверхні сильно легованих монокристалів карбіду кремнію (політип 6H) з урахуванням затухання фононної та плазмової підсистем і наявності зв'язку трьох коливальних підсистем — електромагнітних хвиль, оптичних коливань ґратки і плазмових коливань вільних носіїв. Розглянуто можливості експериментального дослідження нових областей прозорості та непрозорості в спектрах відбивання, а також властивості 6H-SiC у магнітних полях тощо.

3.2. Спектри відбивання карбіду кремнію в діапазоні «залишкових променів»

Ділянку «залишкових променів» полярних напівпровідників добре вивчено методами спектроскопії ІЧ-відбивання [26, 27]. Показано, що в діапазоні частоти активного оптичного фонона ν_T є ділянка з високим коефіцієнтом відбивання, який зумовлено дипольними коливаннями ґратки, що добре узгоджуються з розрахунками спектрів ІЧ-відбивання $R(\nu)$, проведеними на ЕОМ за допомогою рівнянь Гельмгольца—Кеттлера [21, 28]. За концентрацій вільних носіїв зарядів (електронів) $n_0 = 10^{17}—10^{19} \text{ см}^{-3}$ у 6H-SiC збуджуються плазмові коливання, енергія яких дуже мала (порядку 10^{-2} eV).

Плазмони є поздовжніми коливаннями електронного газу, які можуть активно взаємодіяти з поздовжніми оптичними (LO) фононами полярного кристала, створюючи змішані плазмон-фононні збудження в об'ємі монокристала

6H-SiC. Така взаємодія проявляється тим сильніше, чим ближчою є плазмова частота до частоти поздовжнього оптичного фонона.

Плазмон-фононну взаємодію в монокристалах 6H-SiC досліджували в працях [28—49]. Так, у [29, 35—37] із використанням поляризованого світла за різних кутів падіння в області плазмон-фононної взаємодії за аналізом спектрів ІЧ-відбивання визначили ефективну масу електронів, їх рухливість і провідність. У праці [30] методом КРС вивчали взаємодію поздовжніх оптичних фононів із поздовжніми коливаннями електронного газу в 6H-SiC. Плазмон-фононні коливання спостерігали, коли згідно з правилами відбору в КРС дозволено коливання A_1 і E_1 . Досліджували спектр КРС асиметричної форми з максимумом поблизу 980 см^{-1} , який пов'язували із A_1 коливаннями, коли електрони зміщуються вздовж осі C . Показано, що при $T = 300\text{ К}$ і $n_0 = 1 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ $\nu_{L\parallel} = 965\text{ см}^{-1}$, а $\gamma_{L\parallel} = 4\text{ см}^{-1}$. Для теоретичного опису широкого спектра КРС асиметричної форми потрібно застосовувати параметр ω_0 , що варіює, і ефективну масу електронів $m^* = 0,5m_e$.

Під час дослідження 6H-SiC методом ІЧ-відбивання правилами відбору дозволено проявлення поперечних і поздовжніх коливань типу A_1 і E_1 , тому при $E \perp C$ випромінювання взаємодіє зі змішаними плазмон-фононними коливаннями симетрії E_1 , а також експериментально добре підтверджується прийнята модель зони провідності з ефективною масою електронів $m_{\perp}^* = (0,25 \pm 0,01)m_e$ [43].

При $E \parallel C$ проявляються плазмон-фононні коливання типу A_1 . За результатами порівняння розрахункових та експериментальних спектрів $R(\nu)$ можна оцінити оптичну ефективну масу електронів $m_{\parallel}^* = (1,75 \pm 0,02)m_e$ [43], яка майже збігається з даними, наведеними в [33]. Одержані вище результати дали змогу оцінити значення анізотропії часу релаксації електронів: $\gamma_{p\perp}/\gamma_{p\parallel} = 1,9$. Значення $\tau_{\parallel}/\tau_{\perp} = \gamma_{p\perp}/\gamma_{p\parallel}$ якісно узгоджуються з даними праць [31, 32].

У [43] показано, що коли орієнтація електричного вектора $E \perp C$, істотної різниці між спектрами відбивання природного і лінійно-поляризованого світла не помічено, це свідчить про ізотропність оптичних властивостей кристалів при $E \perp C$. Для легованого карбіду кремнію (політип 6H) у спектрах ІЧ-відбивання існують два різкі спади [29—36, 43—45 тощо]. Під час сканування за частотою перший реєструється поблизу ν_p , а другий — поблизу ν_L , тоді як максимум спостерігається завжди поблизу ν_T . У праці [29] вперше визначено електрофізичні параметри 6H-SiC методом дисперсійного аналізу спектрів ІЧ-відбивання в діапазоні «залишкових променів». Жорстко задано було лише значення $\epsilon_{\infty} = 6,65$, а ϵ_0 , $\nu_p \sim (n_0/m^*)^{1/2}$, ν_T , γ_p , γ_f варіювали до найкращого узгодження з експериментом, що й було критерієм визначення цих параметрів. Знаючи n_0 , ν_p і $\alpha = \nu_p \gamma_p^{-1}$, за формулами, наведеними в [35], визначили ефективні маси, час релаксації вільних носіїв зарядів, питому електропровідність. Проте в [29] максимальні значення коефіцієнта відбивання за високих концентрацій електронів розрізняються, що не узгоджується з експериментальними даними.

3.2. Спектри відбивання карбіду кремнію в діапазоні «залишкових променів»

Залежність діелектричної проникності від частоти $\epsilon(\nu)$ в області плазмон-фононної взаємодії використано у вигляді відомої формули Гельмгольца—Кеттлера [21, 26, 46]. Спектри зовнішнього відбивання $R(\nu)$ у ІЧ-смусі розраховано за формулами, що факторизовано враховують внесок у коефіцієнти відбивання об'ємних фононів та плазмонів [26]:

$$R(\nu) = \frac{\left| \left(\sqrt{\langle \epsilon(\nu) \rangle} - 1 \right) \right|^2}{\left| \left(\sqrt{\langle \epsilon(\nu) \rangle} + 1 \right) \right|^2}, \quad (3.1)$$

$$\epsilon(\nu) = \epsilon'(\nu) + i\epsilon''(\nu) = \epsilon_\infty \prod_j \frac{\nu_{Lj}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{Lj}}{\nu_{Tj}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{Tj}},$$

де ν_{Tj} і ν_{Lj} — частоти поперечного і повздовжнього оптичних фононів j -ї моди відповідно, γ_{Lj} , γ_{Tj} і γ_p — коефіцієнти затухання поперечного і повздовжнього оптичних фононів і плазмона; ν — частота ІЧ-випромінювання.

На рис. 3.1 наведено експериментальні та розрахункові спектри ІЧ-відбивання карбіду кремнію 6H (зразок SN-6, точки — експериментальні дані) з природною та полірованою поверхнями розмірами $8 \times 6 \times 0,5$ мм, протравленого у плавиковій кислоті протягом 15 хв. Монокристали 6H-SiC вирізано та поліровано так, що поверхня пластин паралельна осі C . Експериментальні спектри ІЧ-відбивання $R(\nu)$ у діапазоні $200\text{—}4000\text{ см}^{-1}$ виміряно за допомогою спектрометра SPECORD-M80. Вимірювання $R(\nu)$ проведено в лінійно поляризованому світлі, коли електричний вектор хвилі $E \perp C$ (рис. 3.1, *а*) та $E \parallel C$ (рис. 3.1, *б*).

Концентрацію електронів у c -зоні для низки монокристалів 6H-SiC визначали за вимірюваннями пропускання зразків при $E \perp C$ на довжині хвилі $\lambda = 0,628$ мкм, для деяких монокристалів використано електронний парамагнітний резонанс. Дані добре узгоджуються з результатами вимірювань за ефектом Холла. Аналізуючи спектри ІЧ-відбивання, використовували об'ємні параметри 6H-SiC з праці [43], наведені в табл. 3.1.

Як бачимо з рис. 3.1, на максимум коефіцієнта відбивання істотно впливає значення коефіцієнта затухання поперечних оптичних фононів γ_f . Методом дисперсійного аналізу коефіцієнтів відбивання показано, що в 6H-SiC $\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = \gamma_f$. Коефіцієнт відбивання в околі максимуму «залишкових променів» не дорівнює 100 % [29]. Результати математичного аналізу дали змогу визначити $R_{\max} = 98\%$, що пов'язано з наявністю затухання фононів під час коливань ґратки.

З огляду на результати дисперсійного аналізу спектрів відбивання (рис. 3.1) одержано експериментальне значення коефіцієнта затухання поперечного оптичного фо-

ТАБЛИЦЯ 3.1
Об'ємні параметри 6H-SiC [43]

6H-SiC	ϵ_0	ϵ_∞	ν_{Tj} см ⁻¹	ν_{Lj} см ⁻¹
$E \perp C$	9,66	6,52	797	970
$E \parallel C$	10,03	6,7	788	964

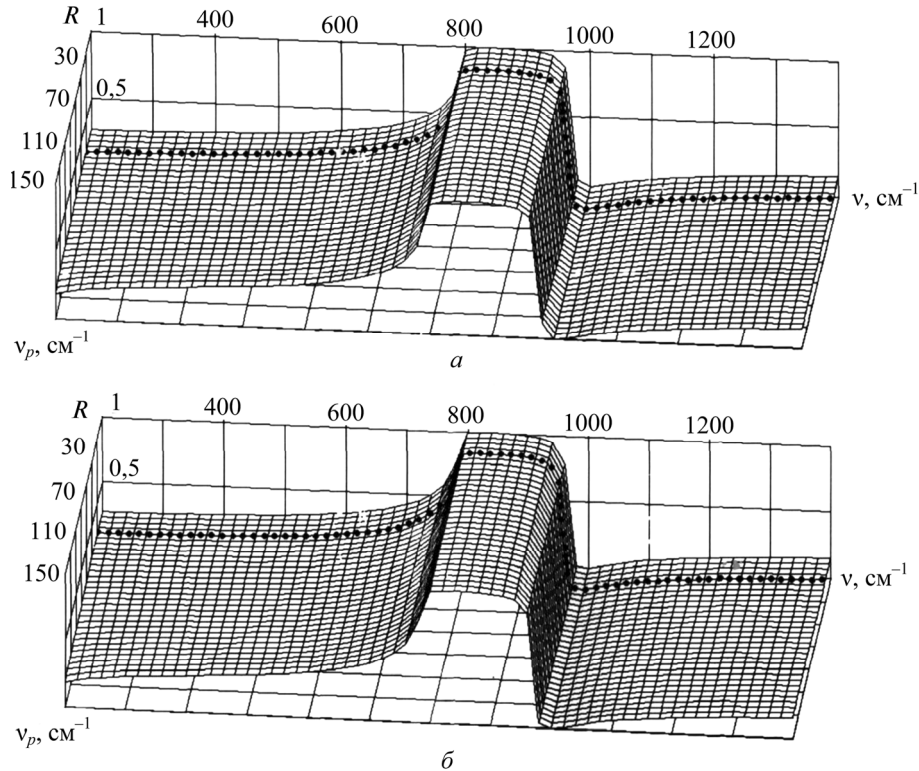


Рис. 3.1. Спектри ІЧ-відбивання $R(v)$ від поверхні нелегованого 6H-SiC для $\Delta v_p = 10 \text{ cm}^{-1}$:
 а — $E \perp C$: точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані при $\gamma_f = 3 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_p = 20 \text{ cm}^{-1}$,
 $v_p = 10\text{—}150 \text{ cm}^{-1}$; б — $E \parallel C$: точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані при
 $\gamma_f = 3 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_p = 13 \text{ cm}^{-1}$, $v_p = 10\text{—}150 \text{ cm}^{-1}$

нона $\gamma_f = 3 \text{ cm}^{-1}$. При $n_0 = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ розрахункова залежність коефіцієнта відбивання з точністю $\delta = 2,1 \cdot 10^{-3}$ збігається з експериментальною, що і засвідчує достовірність отриманих об'ємних параметрів 6H-SiC, наведених у табл. 3.1 [43].

У праці [47] на підставі результатів дослідження сильно легованого кубічного карбіду кремнію 3C-SiC методом комбінаційного розсіювання світла показано, що коефіцієнт затухання поздовжнього оптичного фонона γ_L збільшується від 4 cm^{-1} за концентрації електронів $n_0 = 6,9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ до $7,5 \text{ cm}^{-1}$ при $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, що узгоджується з [28] для 6H-SiC.

Слабке неузгодження розрахункових та експериментальних даних на рис. 3.1, яке спостерігається в діапазоні $920\text{—}970 \text{ cm}^{-1}$, можна пояснити неточністю вимірювання внаслідок різкої зміни коефіцієнта відбивання від 0,95 до 0,3.

На рис. 3.2 лініями відображено теоретичні спектри відбивання $R(v)$ від поверхні сильно легованого 6H-SiC при $E \perp C$ (а) і $E \parallel C$ (б) для $n_0 = 1,5 \times 10^{17}\text{—}1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Точками показано експериментальні спектри відбивання для сильно легованого карбіду кремнію (зразок SL-5) при $E \perp C$ (а) і $E \parallel C$ (б).

3.2. Спектри відбивання карбіду кремнію в діапазоні «залишкових променів»

Розрахунок $R(\nu)$ (лінія) добре узгоджується з експериментальними даними. За результатами дисперсійного аналізу спектрів відбивання для зразка SL-5 визначено параметри кристала. Так, при $E \perp C$ (рис. 3.2, *a*) за точності узгодження $\delta = 0,008$ $\nu_{p\perp} = 620 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 14 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 700 \text{ см}^{-1}$. Для $E \parallel C$ (рис. 3.2, *б*) при $\delta = 0,004$ $\nu_{p\parallel} = 210 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 14 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ см}^{-1}$, що відповідає концентрації електронів у зоні провідності $n_0 = 6,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

З огляду на результати математичного експерименту дійшли висновку, що в спектрах відбивання є ділянки, які особливо чутливі до зміни конкретного варіювального параметра. Наприклад, зміна γ_p впливає на зменшення крутизни залежності $R(\nu)$ в околі поздовжнього оптичного фону ν_L , затухання поперечного оптичного фону γ_f — на максимум відбивання $R(\nu)$, ν_p та γ_p — на величину відбивання в точці мінімуму.

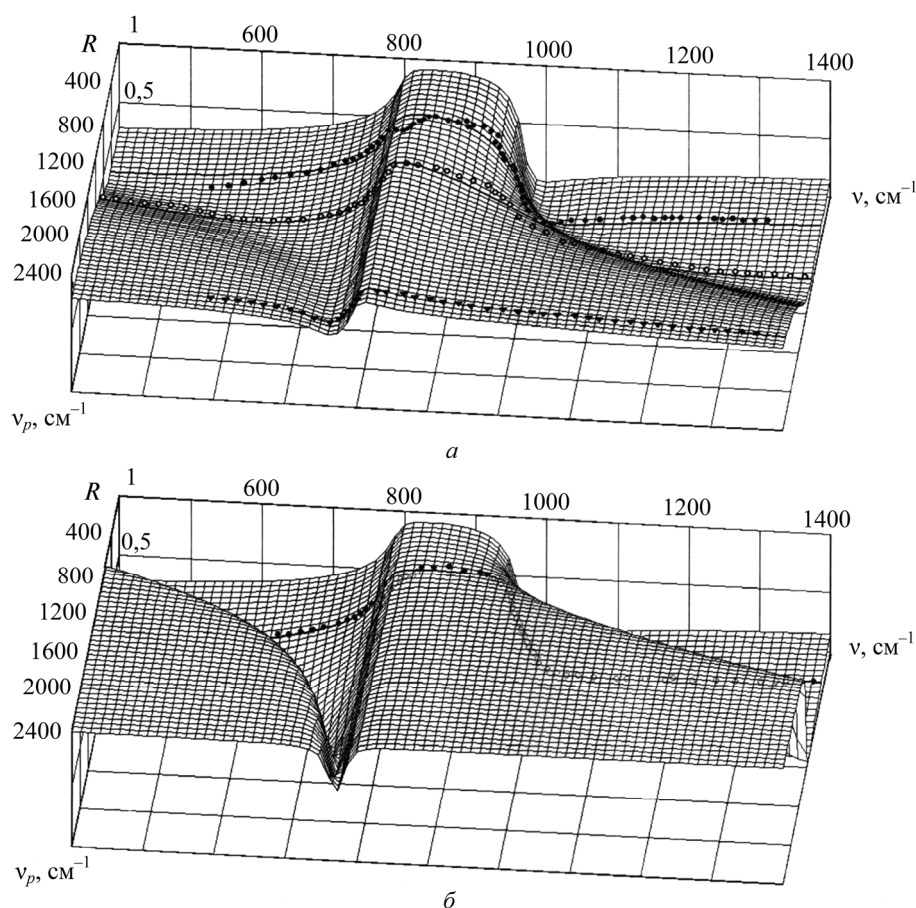


Рис. 3.2. Спектри ІЧ-відбивання $R(\nu)$ від поверхні сильно легованого 6H-SiC. Розрахунки проведено при $\gamma_f = 14 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = \nu_p = 100\text{—}900 \text{ см}^{-1}$ ($\Delta\nu_p = 50 \text{ см}^{-1}$): *a* — $E \perp C$, точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані; *б* — $E \parallel C$: точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані

Для 6H-SiC розрахунок не узгоджується з експериментальними точками на частотах 800—940 см^{-1} . Причиною розбіжності $RE(\nu)$ і $RT(\nu)$ у цьому діапазоні, як свідчать результати аналізу, є проявлення тонкого порушеного шару товщиною $d_{\text{ш}} < 0,1$ мкм, зумовленого обробкою поверхні алмазною пастою з діаметром частинок абразиву $d \leq 0,5$ мкм. У працях [21, 28, 48, 49] зазначено, що коефіцієнт відбивання від поверхні 6H-SiC за частот 800—970 см^{-1} зменшується в разі збільшення товщини порушеного шару на поверхні монокристала. Так, полірована поверхня α -SiC [28] має занижену відбивну здатність у діапазоні 11—13 мкм. У [48] наведено експериментальні дані щодо впливу дефектів структури в поверхневих шарах 6H-SiC на оптичні та рентгенівські характеристики монокристала. Зауважено, що механічна обробка зумовлює зменшення $R(\nu)$ від 0,98 до 0,8. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання 6H-SiC при $E \parallel C$ проведено в [21, 28, 43, 48, 49]. У працях [28, 48] показано, що для аналізу спектра $R(\nu)$ монокристала 6H-SiC при $\nu = 800$ —950 см^{-1} у моделі необхідно використовувати додатково один [28] або два осцилятори слабкої сили [48, 49] в інтервалі довжини хвилі $\lambda \approx 11,3$ мкм. Показано, що у цьому діапазоні ІЧ-випромінювання найактивніше взаємодіє з приповерхневим шаром [49]. Глибина взаємодії становить менше ніж 1 мкм.

У разі використання абразивів із зернами $d = 3$ мкм (BC-3) товщина порушеного шару $d_{\text{ш}}$ має такий самий порядок і характеризується певним профілем показника заломлення. При використанні абразивів із дисперсностями $d \leq 1$ мкм та з хімічним травленням утворюються порушені шари товщиною $d_{\text{ш}} \ll \lambda$. З огляду на малі товщини порушеного шару ($d_{\text{ш}} \ll \lambda$) для 6H-SiC за орієнтації $E \perp C$ із проведених розрахунків впливає ізотропність його властивостей. Щоб оцінити вплив порушеного шару на коефіцієнт відбивання, в цьому діапазоні обчислювали зміну $R(\nu)$ для моделі поглинальний шар—поглинальна підкладка для 6H-SiC при $E \perp C$. Підкладку змодельовано за таких параметрів: $\nu_T = 797$ см^{-1} , $\gamma_T = 3$ см^{-1} , $\nu_p = \gamma_p$ і концентрації електронів $n_0 = 10^{16}$ см^{-3} . У поглинальному шарі 6H-SiC товщиною 0,02—0,3 мкм $n_0 = 10^{19}$ см^{-3} .

Згідно з розрахунками для 6H-SiC за частот 960—996 см^{-1} n змінюється від 0,052 до 0,046, а χ — від 0,697 до 0,026 (див. рис. 3.1, а). Мінімум коефіцієнта відбивання $R(\nu) = 0,0002$ для нелегованого 6H-SiC спостерігається в околі 1000 см^{-1} при $n = 1,009$ і $\chi = 0,024$. Як бачимо, на цих частотах навіть незначні зміни χ , пов'язані зі збільшенням поглинання в приповерхневій області за рахунок розірваних хімічних зв'язків сторонніх атомів або збільшення концентрації носіїв зарядів, зумовлюють істотні збільшення $R(\nu)$. Так, уже при $n_0 = 6,8 \cdot 10^{18}$ см^{-3} $R(\nu) = 0,09$, а $\Delta R(\nu)/R(\nu) \approx 1$. За спектральної ширини щілини $\delta\nu = 3$ см^{-1} на частоті мінімуму $R(\nu)$ змінюється несуттєво, що дає змогу за істотного збільшення інтенсивності ІЧ-випромінювання досить точно вимірювати коефіцієнти відбивання, реєструючи зміни $\Delta R(\nu)$ унаслідок того, що $\Delta n_0 \leq 10^{17}$ см^{-3} .

З рис. 3.1 і 3.2 та результатів аналізу спектрів ІЧ-відбивання нелегованого та сильно легованих монокристалів карбиду кремнію бачимо, що в спектрі зовнішнього відбивання є низка характерних проміжків, практично важливих під час розробки приладів для досліджень у ІЧ-діапазоні [7, 8].

3.3. Оптичні властивості приповерхневої області полярних напівпровідників у околі мінімуму спектра ІЧ-відбивання «залишкових променів»

Як показано вище, діапазон «залишкових променів» полярних напівпровідників добре вивчати методами відбивної ІЧ-спектроскопії. В діапазоні частоти активного оптичного фону ν_T є ділянка з високим коефіцієнтом відбивання, зумовлена дипольними коливаннями ґратки, яка добре узгоджується з розрахунками спектрів відбивання $RT(\nu)$, проведеними на ЕОМ за допомогою рівнянь Гельмгольца—Кеттлера. Діапазон «залишкових променів» добре проявляється навіть у такому ковалентному напівпровіднику, як карбід кремнію.

У 6Н-SiC 12%-вий іонний зв'язок зумовлено деформацією електронних оболонок кремнію та вуглецю через різницю їхніх електронегативних властивостей. Спектри ІЧ-відбивання 6Н-SiC описуються простою одноосциляторною моделлю за концентрацій носіїв зарядів $n_0 < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ та орієнтації електричного вектора $E \perp C$. Показано, що в спектрі ІЧ-відбивання 6Н-SiC є діапазони частот, де коефіцієнт відбивання істотно залежить від стану поверхні. Проте дослідження діапазону спектра з мінімальним коефіцієнтом відбивання $R(\nu_{\min}) \approx 0$ досі не викликало особливої уваги. Для карбиду кремнію мінімум $R(\nu)$ знаходиться поблизу частоти 1000 см^{-1} . Звичайно, цю частину спектра ІЧ-відбивання для полярних напівпровідників записують із низькою точністю, оскільки за звичайної реєстрації сигнал є нижчим за рівень шуму реєструвальної системи, при цьому без необхідного контролю в спектрі відбивання може проявлятися розсіяне випромінювання коротших частот. У [49] описано розроблений метод реєстрації вимірювань оптичних властивостей приповерхневої зони напівпровідників поблизу мінімуму в спектрі відбивання для полярних напівпровідників. Через незначні зміни комплексного показника заломлення $n^* = n - i\chi$ (χ — показник поглинання) у приповерхневій області відбуваються істотні відносні зміни коефіцієнта відбивання $\Delta R(\nu)/R(\nu)$. Як приклад розглянуто зміну спектрів $R(\nu)$ напівпровідника карбиду кремнію (політип 6Н) (рис. 3.3).

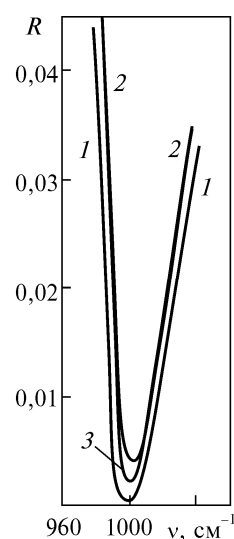
Використовуючи позначення, прийняті в [48], для діелектричної проникності кристала 6Н-SiC при $E \perp C$ і $\gamma_f \approx 0$ ($\gamma_f \ll \nu_T$) запишемо

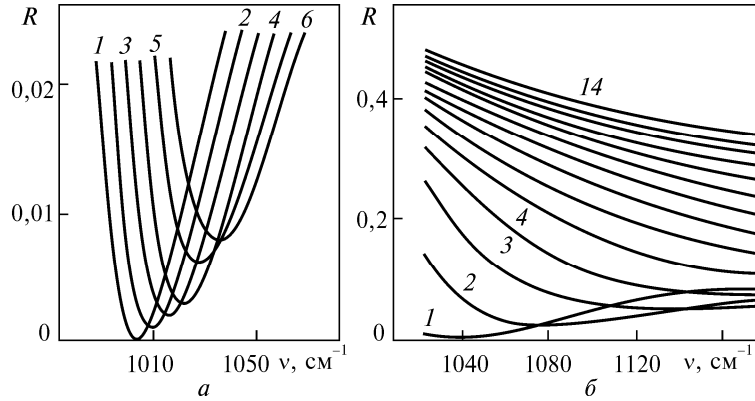
$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_\infty + \frac{\nu_T^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\nu_T^2 - \nu^2}. \quad (3.2)$$

Оскільки при $\nu = \nu_{\min}$ $R \approx 0$, то $\varepsilon(\nu) = 1$. Відповідно,

$$\nu_{\min} = \nu_T \left[\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_\infty - 1} \right]^{1/2}. \quad (3.3)$$

Рис. 3.3. Залежності $R(\nu)$ 6Н-SiC при $E \perp C$ в околі мінімуму:
1 — розрахункова залежність $RT(\nu)$, $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 2, 3 — експериментальні дані зразків відповідно ОЗ-1 і ОЗ-56



Рис. 3.4. Спектри $RT(\nu)$ 6H-SiC при $E \perp C$:

a — 1 — $n_0 \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$; для кривих 1—6 $\Delta n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 6 — $n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\gamma_p = \nu_p = 406 \text{ см}^{-1}$);
б — 1 — $n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; для кривих 1—14 $\Delta n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 14 — $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($\gamma_p = \nu_p$)

При цьому для 6H-SiC при $E \perp C$ $\epsilon_0 = 9,66$, $\epsilon_\infty = 6,52$, $\nu_T = 797 \text{ см}^{-1}$ (табл. 3.1), тоді $\nu_{\min} = 998,3 \text{ см}^{-1}$.

Зміни коефіцієнта відбивання $\Delta R(\nu)$ зумовлюються зміною показника поглинання χ , зміною концентрації носіїв зарядів і домішок, наявністю перехідного та оксидних шарів, а також високою концентрацією дефектів у приповерхневих шарах напівпровідників. Розглянемо дві найпростіші моделі: «напівнескінченний» напівпровідник і поглинальний шар на поглинальний «напівнескінченний» підкладці. Обчислення спектра відбивання $R(\nu)$ «напівнескінченного» монокристала 6H-SiC при $E \perp C$ проведено за частот 990—1080 см^{-1} і концентрацій електронів $n_0 = 10^{14}$ — 10^{19} см^{-3} за умови, що частота плазмового резонансу ν_p дорівнює коефіцієнту затухання плазмонів γ_p . Згідно з розрахунками для $n_0 = 10^{14}$ — 10^{17} см^{-3} спектри відбивання збігаються і для $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $\gamma_p = \nu_p$, $RT(\nu_{\min}) = 1,57 \cdot 10^{-4}$ при $\nu_{\min} = 999 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3.3, крива 1). Експериментальні значення $RE(\nu_{\min})$ значно вищі: $RE(\nu_{\min}) \approx 3 \cdot 10^{-3}$. На рис. 3.4 відображено зміни $RT(\nu_{\min})$ за збільшення n_0 від 10^{17} см^{-3} (крива 1) до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (крива б) з кроком зміни концентрації $\Delta n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.4, а).

На рис. 3.4, б наведено спектри відбивання зміни $RT(\nu)$ за збільшення n_0 від 10^{18} см^{-3} (крива 1) до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (крива б) з кроком зміни концентрації $\Delta n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. За точності вимірювання $\Delta R(\nu) = 10^{-3}$, що досягається використанням дзеркал на основі чистих монокристалів 6H-SiC, в цій області можна реєструвати зміну концентрацій $\Delta n_0 \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Відносні зміни $R(\nu)/RE(\nu)$ подано на рис. 3.5, а, де $RE(\nu)$ відноситься до спектра відбивання 6H-SiC при $n_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а криві 1—5 отримано за зміни n_0 від $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ з кроком $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На рис. 3.5, б наведено залежність $R(\nu_{\min})/RE(\nu)$ для діапазону концентрацій n_0 від $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, де $RE(\nu) = 3,5 \cdot 10^{-4}$ при $\nu_0 = 1005 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 3.6, а зображено розрахункові спектри легованого донорами 6H-SiC для $E \perp C$ при n_0 від $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ з кроком зміни концентрації

3.3. Оптичні властивості приповерхневої зони полярних напівпровідників...

$\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ за умови $\gamma_p = \nu_p$. Максимальні зміни $R(\nu)$ спостерігаються для концентрацій $3 \cdot 10^{18}—1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ у діапазоні $990—1080 \text{ см}^{-1}$. За збільшення затухання за умови $\gamma_p = 2\nu_p$ у цьому діапазоні зменшуються значення відбивної здатності (рис. 3.6, б). Максимальною є зміна $RT(\nu)/RE(\nu) = 1200$ (рис. 3.7), що свідчить про досить високу чутливість методу реєстрації зміни концентрації носіїв заряду в приповерхневій області полярних напівпровідників у околі мінімуму відбивання у випадку застосування диференційних методик.

На частоті 1005 см^{-1} можна оцінити значення $RT(\nu)/RE(\nu)$ для $\gamma_p = \nu_p$ (рис. 3.8, крива 1) і $\gamma_p = 2\nu_p$ (рис. 3.8, крива 2) залежно від n_0 . У діапазоні малих концентрацій чутливість до зміни Δn_0 є максимальною.

ІЧ-випромінювання, відбиваючись від поверхні твердого тіла, несе інформацію про оптичні властивості речовини приповерхневої області товщиною порядку λ/n (λ — довжина хвилі випромінювання; n — показник заломлення).

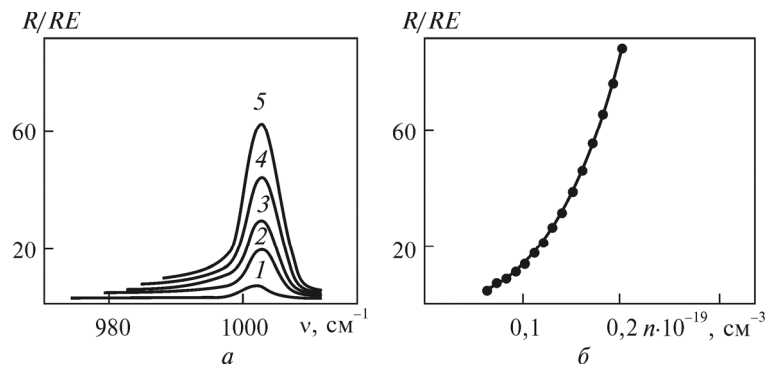


Рис. 3.5. Відносні зміни коефіцієнта відбивання $RT(\nu)/RE(\nu)$ 6H-SiC при $E \perp C$ і $n_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
а — 1—5 — $n_0 = 6 \cdot 10^{16}—1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; б — залежність $RT(\nu)/RE(\nu)$ від n_0 при $\nu_0 = 1005 \text{ см}^{-1}$

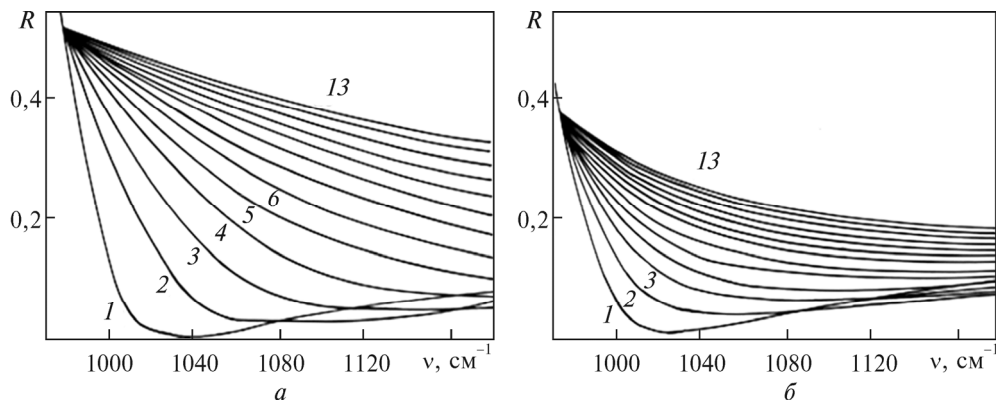


Рис. 3.6. Розрахункові спектри $R(\nu)$ легованого донорами (азот) 6H-SiC при $E \perp C$:
1—13 — $n_0 = 3 \cdot 10^{18}—4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а — $\gamma_p = \nu_p$; б — $\gamma_p = 2\nu_p$

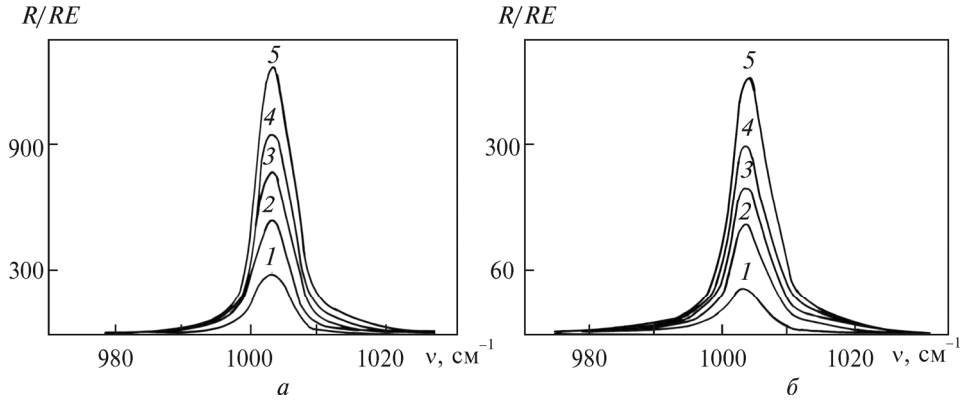


Рис. 3.7. Залежності $RT(\nu)/RE(\nu)$ 6H-SiC при $E \perp C$:
 $1-5$ — $n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} - 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; a — $\gamma_p = \nu_p$; b — $\gamma_p = 2\nu_p$

У низці випадків (дифузія, іонна імплантація, приповерхневі структурні зміни тощо) необхідно оцінити концентрацію носіїв зарядів у тонкому шарі. З метою оцінювання впливу на значення коефіцієнта відбивання в цій області обчислено зміни $RT(\nu)$ для моделі поглинальний шар—поглинальна підкладка для 6H-SiC при $E \perp C$. Підкладку змодельовано за таких параметрів: $\nu_T = 797 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = \nu_p$ та концентрації електронів $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. У поглинальному шарі 6H-SiC з товщинами від 0,02 до 0,3 мкм (крок зміни 0,04 мкм) прийнято концентрацію електронів $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Спектри відбивання $RT(\nu)$ 6H-SiC (рис. 3.9, a , криві 1—8) розраховано при $\gamma_p = \nu_p = 740 \text{ см}^{-1}$. На рис. 3.9, b наведено спектри відбивання $RT(\nu)$ 6H-SiC для системи шар—підкладка, коли в шарі коефіцієнт згасання $\gamma_f = 2000 \text{ см}^{-1}$, а його товщина змінюється від 0,02 до 0,3 мкм з кроком зміни $\Delta d = 0,04 \text{ мкм}$ за частот 990—1040 см^{-1} .

Оцінки відбивної здатності структури 6H-SiC із шаром на частоті 1000 см^{-1} при $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і $\gamma_f = 2000 \text{ см}^{-1}$ (крива 2) наведено на рис. 3.10. У такому діапазоні товщин має місце лінійна залежність $RT(\nu)$ від товщини шарів за великої концентрації електронів і значного згасання, що зручно використовувати для реєстрації однорідності оптичних властивостей приповерхневої області напівпровідникових структур із тонким шаром ($d_{\text{ш}} < \lambda$).

Згідно з розрахунками на підставі даних, наведених на рис. 3.3 і 3.4, за частот 960—996 см^{-1} n змінюється від 0,052 до 0,046, а χ від 0,697 до 0,026 при $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. У мінімумі $RT(\nu)$ біля 1000 см^{-1} $R(\nu) = 0,0002$ при $n = 1,009$ і $\chi = 0,024$. Можна показати, що на цих частотах навіть незначні зміни, пов'язані зі збільшенням поглинання в припо-

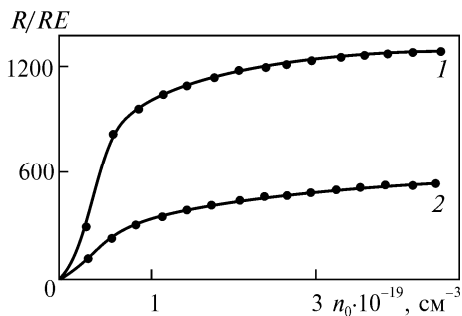


Рис. 3.8. Залежності $RT(\nu)/RE(\nu)$ від n_0 при
 $\nu = 1005 \text{ см}^{-1}$:
 1 — $\gamma_p = \nu_p$; 2 — $\gamma_p = 2\nu_p$

3.3. Оптичні властивості приповерхневої зони полярних напівпровідників...

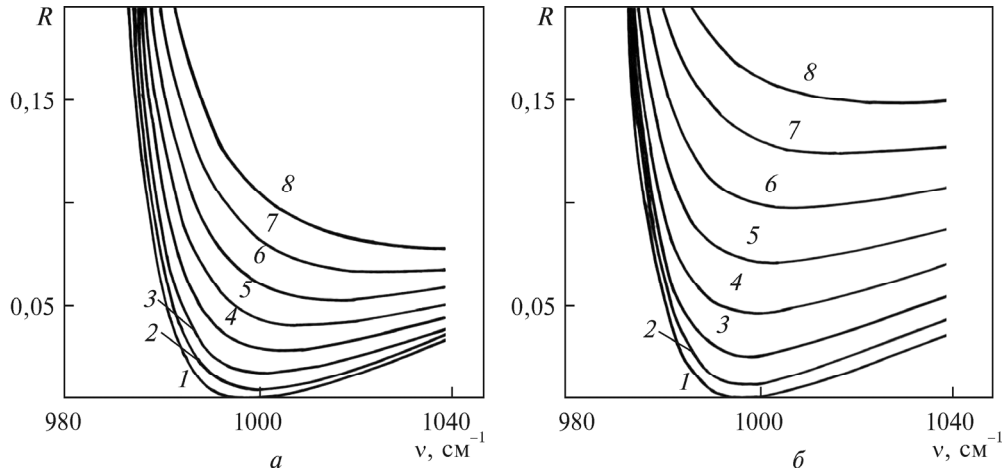


Рис. 3.9. Спектри відбивання $R(\nu)$ 6H-SiC при $E \perp C$:

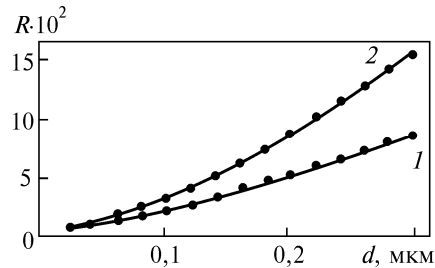
$1-8$ — $d = 0,02-0,3$ мкм, $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Delta d = 0,04$ мкм; a — $\gamma_p = \nu_p = 740 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$;
 b — $\gamma_p = \nu_p = 740 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 2000 \text{ см}^{-1}$

верхневій області за рахунок розірваних хімічних зв'язків чужорідних атомів або збільшенням концентрації носіїв зарядів, зумовлюють істотне збільшення $R(\nu)$. Так, уже при $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $R(\nu) = 0,084$, а $\Delta R(\nu)/R(\nu) = 1$. За спектральної ширини щілини $\Delta \nu = 3 \text{ см}^{-1}$ на частоті мінімуму $R(\nu)$ змінюється несуттєво, що дає змогу за істотного збільшення інтенсивності ІЧ-випромінювання, яке падає, досить точно вимірювати коефіцієнти відбивання, реєструючи зміни $\Delta R(\nu)$ унаслідок того, що $\Delta n_0 \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отримані залежності зручно використовувати для визначення концентрації носіїв зарядів у приповерхневій області за вибору найзручнішої частоти з діапазону $998-1006 \text{ см}^{-1}$.

Якщо коефіцієнт затухання γ_p невідомо, необхідно використовувати $R(\nu)$ у діапазоні, де частоти менші, щоб за двома значеннями $R_1(\nu)$ і $R_2(\nu)$ визначити ν_p і γ_p , а отже й час релаксації носіїв зарядів. Ці дві частоти за великих значень n_0 ($10^{18} < n_0 < 10^{20} \text{ см}^{-3}$) вибирають з діапазону $990-1100 \text{ см}^{-1}$, де $R_1(\nu)$ і $R_2(\nu)$ визначають з достатньою точністю (див. рис. 3.6, 3.7). Під час контролю ступеня однорідності легування напівпровідникових пластин ІЧ мікросондом щодо відбивання досить задати допустиме значення $R(\nu)$, що зручно в разі автоматизованого (неруйнівного) режиму контролю. Можливим є дистанційне оцінювання ступеня легування в процесі введення домішки (наприклад, за іонної імплантації).

Оскільки доводиться часто досліджувати леговані шари на підкладках із відо-

Рис. 3.10. Залежності $R(\nu)/R(\nu)$ 6H-SiC при $E \perp C$ від d при $\nu = 1000 \text{ см}^{-1}$, $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (1) і $\gamma_f = 2000 \text{ см}^{-1}$ (2), інші параметри такі самі, як і для підкладок



ним параметром, важливо оцінити точність реєстрації методу в системі шар—підкладка. На рис. 3.9 показано, що за допомогою спектрів ІЧ-відбивання можна реєструвати зміни товщини 0,04—0,08 мкм за вказаних параметрів шару. Зазначимо, що контроль ступеня однорідності шару також проводився за спектром відбивання (рис. 3.10).

Надійність визначення $R(\nu)$ 6H-SiC гарантується достатньою узгодженістю експериментальних і теоретичних значень коефіцієнта відбивання подібних матеріалів у діапазоні «залишкових променів». Область з низьким коефіцієнтом відбивання особливо чутлива під час реєстрації відносних змін коефіцієнтів відбивання $R(\nu)/RE(\nu)$, що зручно для контролю стабільності параметрів приповерхневої ділянки полярних напівпровідників.

3.4. Вплив анізотропії плазмон-фононних збуджень на коефіцієнт відбивання від поверхні 6H-SiC

Як було показано, монокристали 6H-SiC характеризуються сильною анізотропією властивостей плазмової підсистеми та слабкою анізотропією для фононної підсистеми. У монокристалі 6H-SiC можуть існувати електромагнітні хвилі двох типів: звичайна та незвичайна хвилі, яким властиві різні показники заломлення. Звичайна хвиля є поперечною, тобто вектор напруженості електричного поля перпендикулярний до хвильового вектора, фазова та групова швидкості хвилі паралельні одна одній і не залежать від напрямку поширення. Незвичайна хвиля є змішаною — не поперечною і не поздовжньою, фазова і групова швидкості хвилі не є паралельними і суттєво залежать від напрямку її поширення [41, 42, 50—61].

В одновісному напівпровіднику спектр відбивання має області пропускання та непропускання, кількість яких залежить від концентрації електронів і орієнтації оптичної осі кристала C відносно його поверхні [42, 53, 57]. Ізотропні структури у разі виникнення зв'язаних плазмон-фононних збуджень достатньо повно досліджено методом спектроскопії ІЧ-відбивання [62].

Експериментальні спектри відбивання від поверхні 6H-SiC із великою концентрацією електронів вперше досліджували в праці [29]. У [38] методом модифікованого порушеного повного внутрішнього відбивання в області збудження поверхневих плазмон-фононних поляритонів отримано поверхню відбивання сильно легованого 6H-SiC. Питання про вплив анізотропії кристалічної ґратки і ефективних мас електронів, коефіцієнтів затухання фононів γ_f і плазмонів γ_p на коефіцієнт відбивання від поверхні монокристалів 6H-SiC у ІЧ-діапазоні спектра вивчали в [43, 63]. Однак досі відсутні дані про вплив анізотропії плазмон-фононної підсистеми в 6H-SiC на характер коефіцієнта відбивання звичайної та незвичайної хвиль.

Вплив анізотропії плазмон-фононної підсистеми на коефіцієнт відбивання за довільних орієнтацій оптичної осі в 6H-SiC відносно його поверхні досліджували спектрофотометром SPECORD M-80 і приставкою для відбивання з використанням еталонного дзеркала. Експериментальні спектри ІЧ-відбивання за частот 200—1400 см^{-1} записано з поляризатором зі ступенем поляризації

3.4. Вплив анізотропії плазмон-фононних збуджень на коефіцієнт відбивання...

0,98. Усі вимірювання проводили за кімнатної температури. Використано монокристали 6H-SiC розмірами $5 \times 5 \times 0,5$ мм із природною поверхнею, протравленою в плавиковій кислоті протягом 15 хв.

Залежність діелектричної проникності від частоти $\epsilon(\nu)$ в області плазмон-фононної взаємодії з адитивним урахуванням коефіцієнтів затухання фононної та плазмової підсистем можна подати так [50, 56]:

$$\epsilon_{\perp, \parallel}(\nu) = \epsilon_{\infty, \parallel} + \frac{\epsilon_{\infty, \parallel} (\nu_{L\perp, \parallel}^2 - \nu_{T\perp, \parallel}^2)}{\nu_{T\perp, \parallel}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{f\perp, \parallel}} - \frac{\epsilon_{\infty, \parallel} \nu_{p\perp, \parallel}^2}{\nu(\nu + i\nu\gamma_{p\perp, \parallel})}, \quad (3.4)$$

де $\epsilon_{\infty, \parallel}$ — компоненти тензора діелектричної проникності поперек і вздовж осі кристала C за умови $\nu \rightarrow \infty$; $\nu_{T\perp, \parallel}$, $\nu_{L\perp, \parallel}$ — частоти поперечних і поздовжніх оптичних коливань ґратки, поляризованих поперек і вздовж осі кристала.

Коефіцієнт відбивання від плоскої поверхні «напівнескінченного» одновісного полярного напівпровідника в ІЧ-смузі спектра без урахування показника поглинання (затухання) розраховано за допомогою рівнянь із праці [26]:

$$R(\nu) = \left| \frac{1 - n(\nu)}{1 + n(\nu)} \right|^2, \quad (3.5)$$

де n — показник заломлення, що, як відомо, пов'язаний із діелектричною проникністю співвідношенням $n(\nu) = \sqrt{\epsilon(\nu)}$. Показник заломлення 6H-SiC має частотні інтервали, в яких $n(\nu)$ набуває чисто уявних значень. У цих діапазонах для аналізованої хвилі кристал є непрозорим (повне відбивання $R(\nu) = 1$). Частоти, що відповідають особливостям рівняння (3.5), можна знайти з умови $\epsilon(\nu) = 0$.

Коли вектор напруженості електричного поля \mathbf{E} перпендикулярний до площини або паралельний їй і площина містить хвильовий вектор \mathbf{K} та оптичну вісь кристала C , у монокристалах 6H-SiC існують поперечна і поздовжньо-поперечна хвилі з показниками заломлення відповідно n_{\perp} і n_{\parallel} .

3.4.1. Поперечні електромагнітні хвилі в монокристалах 6H-SiC

При $E \perp C$, $\theta = 0, 90^\circ$ у 6H-SiC існує звичайна хвиля (θ — кут між віссю кристала і напрямком поширення електромагнітної хвилі), осі X , Y знаходяться на поверхні зразка. Звичайна хвиля є поперечною. Для такої хвилі показник заломлення становить [42, 50, 53]

$$n_{\perp}(\nu) = \sqrt{\epsilon_{\perp}(\nu)}. \quad (3.6)$$

Зазначимо, що показник заломлення поперечної хвилі не залежить від напрямку поширення. Вектор \mathbf{E} у поперечній хвилі спрямований уздовж осі Y . Частоти нулів коефіцієнта відбивання поперечної хвилі $\nu_{01,2}$ і так звані частоти відсічок (частоти подовжніх плазмон-фононних збуджень) $\Omega_{L\pm}(\theta=0)$ або

$v_{L\pm}(\theta = 90^\circ)$ без урахування процесів затухання плазмових і фононних коливань визначають з використанням формул (3.4)—(3.6) при $R(v) = 0$ і $n_{\perp}^2 = 0$:

$$v_{01,2} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha_{\infty\perp}}} \left\{ \alpha_{0\perp} v_{L\perp}^2 \pm \left[\left(\alpha_{0\perp} v_{L\perp}^2 + v_{p\perp}^2 \right)^2 - 4\alpha_{\infty\perp} v_{T\perp}^2 v_{p\perp}^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (3.7)$$

де $\alpha_{0\perp} = 1 - \frac{1}{\varepsilon_{0\perp}}$; $\alpha_{\infty\perp} = 1 - \frac{1}{\varepsilon_{\infty\perp}}$; $\varepsilon_{0\perp}$ — значення статичного тензора діелектричної проникності ґратки;

$$\Omega_{L\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ v_{L\perp}^2 + v_{p\perp}^2 \pm \left[\left(v_{L\perp}^2 + v_{p\perp}^2 \right)^2 - 4v_{T\perp}^2 v_{p\perp}^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \text{ для } \theta = 0. \quad (3.8)$$

Вираз для $v_{L\pm}$ одержимо, замінюючи в рівняннях (3.6) і (3.8) знак \perp на \parallel . При $n_{\perp} = \infty$ має місце резонанс $v_R = v_{T\perp}$. Хвиля, що падає, характеризується коефіцієнтом відбивання, який дорівнює одиниці в обох діапазонах частот:

$$v < \Omega_{L-}, v_{T\perp} < v < \Omega_{L+} \text{ для } \theta = 0, \quad (3.9)$$

$$v < v_{L-}, v_{T\parallel} < v < v_{L+} \text{ для } \theta = 90^\circ,$$

а кристал між ними розглядається як прозорий, де $R(v)$ спочатку швидко спадає від 1 до 0, а потім знову зростає зі збільшенням частоти.

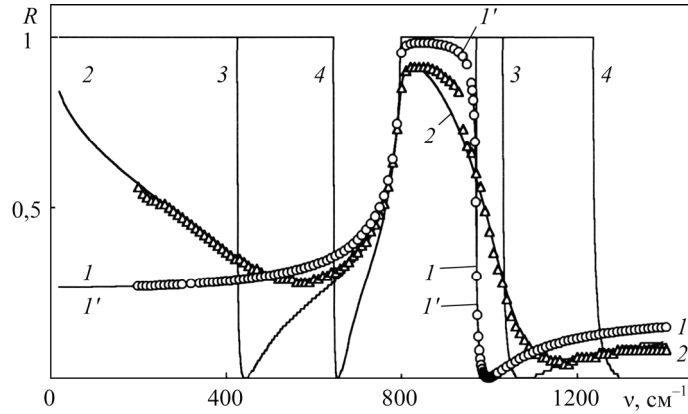
Наявність анізотропії в 6H-SiC (відповідно до [43] для 6H-SiC $v_{p\perp} = 2,682v_{p\parallel}$) зумовлює появу нових нетривіальних особливостей у спектрах зовнішнього відбивання.

На рис. 3.11 наведено залежності експериментальних і розрахункових коефіцієнтів відбивання від поверхні 6H-SiC при $E \perp C$ і $\theta = 0$. Точками о і Δ відображено експериментальні спектри відбивання для нелегованого $n_0 = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (зразок типу SN-1) і сильно легованого $n_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (зразок типу SL-4) карбїду кремнію (політип 6H). Розрахункові спектри ІЧ-відбивання $R(v)$ (лінії 1, 3, 4) отримано з використанням рівнянь (3.4)—(3.6) у діапазоні від 0 до 1400 см^{-1} для $v_{p\perp} = 15, 550, 1000 \text{ см}^{-1}$ за відсутності затухання фононної та плазмової підсистем. Нулі коефіцієнта відбивання v_0 для поперечної хвилі визначено за формулою (3.7): $v_{01} = 0,86$ (крива 1); 442 (крива 2); 655 см^{-1} (крива 3) для низькочастотного та $v_{02} = 998$ (крива 1); 1076 (крива 2); 1322 см^{-1} (крива 3) для високочастотного мінімумів. Положення високочастотного мінімуму визначається точніше, ніж положення низькочастотного, бо неврахування затухання починає проявлятися раніше за нижчих частот ІЧ-випромінювання. Криві 1' і 2 розраховано за допомогою рівнянь, в яких враховано внесок затухання фононної й плазмової підсистем монокристалів 6H-SiC у відбивання [26, 42, 43]. За результатами порівняння розрахункових спектрів із експериментальними спектрами при $E \perp C$, $\theta = 0$ визначали v_p, γ_p, γ_f (рис. 3.11).

Як бачимо, малі значення плазмового γ_p і фононного γ_f затухань у діапазонах $0\text{—}800$ і $990\text{—}1400 \text{ см}^{-1}$ практично не змінюють характер спектра $R(v)$

3.4. Вплив анізотропії плазмон-фононних збуджень на коефіцієнт відбивання...

Рис. 3.11. Залежності $R(\nu)$ ІЧ-випромінювання 6H-SiC при $E \perp C$, $\theta = 0$: експериментальні дані: \circ — зразок SN-1; Δ — SL-4; розрахункові дані: I' — $\nu_p = 15 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 18 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_p = 740 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 830 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 12 \text{ см}^{-1}$



(криві I' і I). Розрахунок не узгоджується з експериментальними точками в діапазоні $800\text{—}940 \text{ см}^{-1}$. Причиною неузгодженості розрахункових спектрів ІЧ-відбивання з експериментальними $R(\nu)$ за частот $800\text{—}940 \text{ см}^{-1}$ є прояв тонкого порушеного шару [9].

Незначні розбіжності в спектрах відбивання $R(\nu)$ для зразка SN-1 зареєстровано в діапазоні $900\text{—}1000 \text{ см}^{-1}$, що зумовлено впливом на коефіцієнт відбивання коливань плазмової підсистеми.

Значно складніше аналізувати спектр відбивання сильно легованого 6H-SiC з урахуванням коефіцієнтів згасання плазмонів і фононів. Значення γ_p у 6H-SiC сумірне з плазмовою частотою і навіть перевищує її. Спектри відбивання порівнювали методом найменших квадратів під час реєстрації середнього значення коефіцієнта відбивання в кожній точці дослідження в процесі визначення квадратичного відхилення розрахункового коефіцієнта відбивання від експериментального. Для зразка SL-4 коефіцієнт згасання плазмонів, отриманий методом дисперсійного аналізу коефіцієнтів відбивання, дорівнює 830 см^{-1} . Як бачимо (рис. 3.11, Δ і крива 2), спектр відбивання істотно змінюється майже в усій ІЧ-ділянці, доступній для вимірювань. Результати математичного експерименту свідчать, що зі зростанням коефіцієнта згасання плазмової підсистеми широка область коефіцієнта відбивання звужується так, що її високочастотний край згладжується і зміщується в низькочастотний діапазон. У спектрах $R(\nu)$ при $\gamma_{p\perp} \geq \nu_{p\perp} \approx \nu_{T\perp}$ область відбивання відділена від області металевого відбивання при $\gamma_p = 0$. $R(\nu)$ перетворюється на вузьку ділянку з різким максимумом у діапазоні «залишкових променів» на частоті $\nu_{T\perp}$, коефіцієнт відбивання в якій для 6H-SiC дорівнює 0,98. Наявність згасання фононної підсистеми зумовлює зменшення коефіцієнта відбивання в околі максимуму «залишкових променів». Коефіцієнт згасання оптичного фонона для зразка SL-4 враховано за методикою, описаною в [43]. При $\gamma_f = 12 \text{ см}^{-1}$ отримано задовільне узгодження розрахункового спектра (крива 2) з експериментальним (Δ) при $R_{\max}(\nu) = 0,82$. З точністю до значення ефективної маси з праць [43, 63, 64] та за методикою, застосованою для випадку ZnO [65, 66],

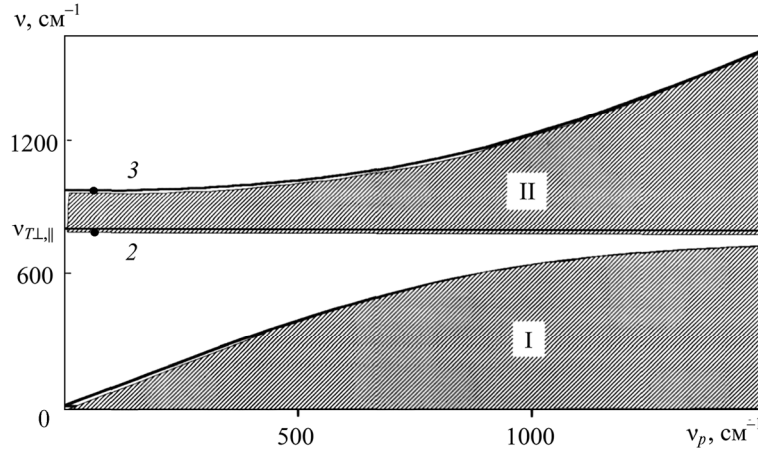


Рис. 3.12. Области прозорості й непрозорості 6H-SiC при $E \perp C$ для $\theta = 0$:
 1 — Ω_{L-} ; 2 — $\nu_{TL} = 797 \text{ см}^{-1}$; 3 — Ω_{L+} ; для $\theta = 90^\circ$: 1 — ν_{L-} ; 2 — $\nu_{TL} = 788 \text{ см}^{-1}$; 3 — ν_{L+} ;
 точки — експериментальні дані (зразок типу SN-1), $\theta = 0$

визначено рухливість і питому електропровідність зразків 6H-SiC типу SL-4: $\mu = 27 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\sigma = 250 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Такі значення μ і σ узгоджуються з подібними значеннями, отриманими для 6H-SiC [12, 64].

На рис. 3.12 наведено області прозорості й непрозорості (заштриховані I, II) при $\theta = 0, 90^\circ$ для монокристалів 6H-SiC із різним ступенем легування.

Концентрація електронів у карбіді кремнію змінювалася від $1 \cdot 10^{15}$ до $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Збільшення концентрації вільних носіїв зарядів для 6H-SiC зумовлює збільшення низькочастотного та високочастотного діапазонів непрозорості відповідно від 0 до $\Omega_{L-} \rightarrow \nu_{TL}$ (I) і від ν_{TL} до Ω_{L+} (II). При цьому відбувається зсув частоти ν_0 на 490 см^{-1} для низькочастотного і на 680 см^{-1} для високочастотного діапазонів. За концентрацій електронів $n_0 > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ монокристали 6H-SiC є непрозорими майже в усій ІЧ-смузі. Точки відповідають експериментальним значенням ширини області непрозорості для зразка SN-1 ($\Omega_{L+} - \nu_{TL} = 173,1 \text{ см}^{-1}$).

3.4.2. Поздовжньо-поперечні електромагнітні хвилі в монокристалах 6H-SiC

При $E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$ у 6H-SiC існує незвичайна хвиля. Незвичайна хвиля є змішаною — ні поперечною, ні поздовжньою, групова і фазова швидкості не є рівнобіжними й істотно залежать від напрямку поширення хвилі. Коефіцієнт відбивання визначається, як і в випадку звичайної хвилі, з рівняння (3.5). Як показано в працях [42, 50, 53, 55], показник заломлення поздовжньо-поперечної хвилі залежить від зв'язку електромагнітної хвилі з фононною й плазмовою підсистемами одновісного напівпровідника та з кутом θ :

$$n_{\parallel}^2 = \frac{a}{v^2(b+c)}, \quad (3.10)$$

3.5. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC

де

$$a = (v^2 - \Omega_{L+}^2)(v^2 - \Omega_{L-}^2)(v^2 - v_{L+}^2)(v^2 - v_{L-}^2);$$

$$b = (v^2 - \Omega_{L+}^2)(v^2 - \Omega_{L-}^2)(v^2 - v_{T\parallel}^2) \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\infty\parallel}};$$

$$c = (v^2 - v_{L+}^2)(v^2 - v_{L-}^2)(v^2 - v_{T\perp}^2) \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\infty\perp}}.$$

У випадку поширення уздовж ($\theta = 0$, $n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\perp}$) або поперек ($\theta = 90^\circ$, $n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\parallel}$) осі кристала незвичайна хвиля розщеплюється на поздовжню і поперечну хвилі. Показник заломлення збігається з (3.6) для поперечної хвилі з хвильовим вектором уздовж осі й відрізняється лише в разі заміни знака \perp на \parallel при $\theta = 90^\circ$. За інших напрямків $0 < \theta < 90^\circ$ у кристалі існує поздовжньо-поперечна хвиля, яка на відміну від ізотропного випадку має нові області прозорості та непрозорості. Це зумовлено тим, що при $0 < \theta < 90^\circ$ через зв'язок електромагнітних, плазмових і оптичних коливань з'являються зв'язані плазмон-фононні збудження, відсутні в наведених вище випадках. Кількість і області існування останніх залежать як від концентрації електронів у зоні провідності, так і відносного розміщення частот $v_{T\perp\parallel}$, $v_{L\perp\parallel}$, $v_{L\pm}$, $\Omega_{L\pm}$ [51].

3.5. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC

Анізотропія ефективних мас електронів і кристалічної ґратки в 6H-SiC при $E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$ призводить до збільшення в спектрах ІЧ-відбивання кількості областей прозорості й непрозорості. Їхня кількість залежить від концентрації електронів у зоні провідності [41]. При $v_{p\perp} < 30 \text{ см}^{-1}$ є дві області прозорості й дві області непрозорості. За збільшення концентрації ($30 \text{ см}^{-1} \leq v_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$) починає проявлятися ще одна область непрозорості й ще одна область прозорості внаслідок появи частоти резонансу й відсічки в першій області прозорості (із боку низьких частот).

На рис. 3.13 показано теоретичні спектри відбивання для легованого карбіду кремнію (політип 6H) при $E \parallel C$ для $\theta = 30^\circ$ (крива 1) і $\theta = 60^\circ$ (крива 2). Залежність коефіцієнта відбивання від частоти розраховано за формулою (3.5) з урахуванням (3.10) і використанням даних для зразка SL-2 із $n_0 = 1,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Частоти відсічок і резонансні частоти для SL-2 подано в табл. 3.2 і 3.3. У разі збільшення θ резонансна частота поздовжньо-поперечної хвилі v_{R1} зростає від $134,9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ до $200,6 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 60^\circ$. Нулі коефіцієнта відбивання визначено за допомогою ЕОМ у процесі розв'язування рівняння (3.7). При $\theta = 30^\circ$ $R_{\min}(v) = 0$ на частотах $v_{01} = 86 \text{ см}^{-1}$, $v_{02} = 236 \text{ см}^{-1}$, $v_{03} = 1012 \text{ см}^{-1}$ (крива 1), які змінюються в разі збільшення кута: для $\theta = 60^\circ$ $v_{01} = 89 \text{ см}^{-1}$, $v_{02} = 230 \text{ см}^{-1}$, $v_{03} = 1003 \text{ см}^{-1}$ (крива 2). Три області непрозорості в

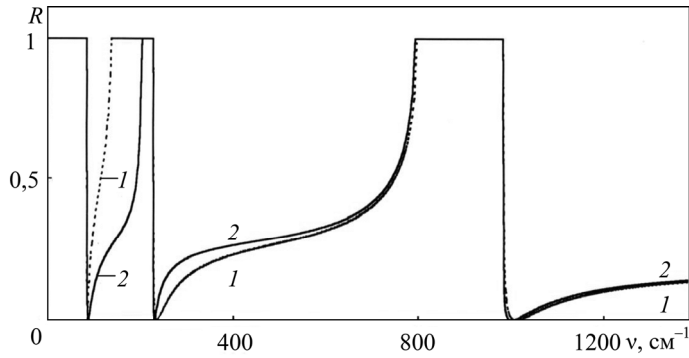


Рис. 3.13. Залежності $R(\nu)$ 6H-SiC (зразок SL-2) при $E \parallel C$ і $\nu_{p\perp} = 280 \text{ см}^{-1}$:
1 — $\theta = 30^\circ$; 2 — $\theta = 60^\circ$

Т А Б Л И Ц Я 3. 2

Залежність частот відсічок поздовжньо-поперечної хвилі від ν_p у 6H-SiC

Параметр	Зразок					
	SN-1	SN 100	SL-2	SL-4	SN 1000	SL-8
$\nu_{p\perp}, \text{см}^{-1}$	15	100	280	740	1000	1950
$\nu_{L-}, \text{см}^{-1}$	3,0	30,5	85,2	222,3	296,7	527,4
$\Omega_{L-}, \text{см}^{-1}$	8,2	82	226,8	538,7	645,5	761,7
$\nu_{L+}, \text{см}^{-1}$	964,1	964,4	966,0	977,9	990,2	1086,3
$\Omega_{L+}, \text{см}^{-1}$	970,1	971,8	983,9	1094,8	1234,7	2040,5

Т А Б Л И Ц Я 3. 3

Залежність резонансної частоти поздовжньо-поперечної хвилі від ν_p і θ у 6H-SiC

$\theta, ^\circ$	Зразок				
	SL-2		SL-4		
	$\nu_{R1}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R1}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R3}, \text{см}^{-1}$
10	92,6	796,7	240,3	796,7	980,6
30	134,9	794,8	345,0	794,8	1002,3
60	200,6	790,3	489,5	790,3	1060,9
85	226,0	788,1	537,4	788,1	1093,7

спектрах ІЧ-відбивання розміщені відповідно в діапазонах $0-\nu_{L-}$, $\nu_{R1}-\Omega_{L-}$, $\nu_{R2}-\nu_{L+}$. Ширина областей прозорості залежить від напрямку поширення електромагнітної хвилі, тобто від кута θ , що пов'язано з кутовою залежністю резонансних частот за сталих частот відсічки. Для 6H-SiC $\epsilon_{\infty\perp}/\epsilon_{\infty\parallel} < m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*$ ($m_{\perp,\parallel}^*$ — компоненти тензора ефективної маси електронів поперек і вздовж осі кристала), тобто вона збільшується за збільшення кута θ між віссю кристала та хвильовим вектором. Третя область для зразка SL-2 починається на частоті $\nu_{R1} = 134,9 \text{ см}^{-1}$ і закінчується на частоті $\Omega_{L-} = 200,6 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ і $\Omega_{L-} = 226,8 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 60^\circ$.

3.5. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC

На рис. 3.14 наведено розрахункові спектри ІЧ-відбивання сильно легованого 6H-SiC з використанням параметрів зразка SL-4 із $v_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$ для $\theta = 30^\circ$ (а) і 60° (б). За концентрації електронів $v_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$ у спектрах відбивання 6H-SiC проявляється ще одна область непрозорості й ще одна прозорості в другій області прозорості (з боку високих частот). Таким чином, максимальна кількість областей непрозорості в спектрах ІЧ-відбивання для 6H-SiC, які відділені одна від одної областями прозорості, дорівнює 4 ($i = 1-4$).

Високочастотні межі перших трьох із боку низьких частот областей прозорості ($n_{\parallel} \rightarrow \infty$, $R(v) = 1$) збігаються з резонансними частотами поздовжньо-поперечної хвилі (3.10) ($v = v_{R1,2,3}$), які визначають з бікубічного рівняння

$$(v^2 - \Omega_{L+}^2)(v^2 - \Omega_{L-}^2)(v^2 - v_{T\parallel}^2) \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_{\infty\parallel}} + (v^2 - v_{L+}^2)(v^2 - v_{L-}^2)(v^2 - v_{T\perp}^2) \frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{\infty\perp}} = 0. \quad (3.11)$$

Частоти v_{R1} і v_{R3} відповідають низькочастотним і високочастотним зв'язаним поздовжньо-поперечним плазмон-фононним збудженням та залежать від концентрації електронів у зоні провідності й кута θ . Резонансна частота v_{R2} змінюється від частоти $v_{T\perp}$ при $\theta \rightarrow 0$ до $v_{T\parallel}$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Ці результати свідчать, що в 6H-SiC вироджуються області прозорості та непрозорості від двох при $\theta = 0, 90^\circ$ до чотирьох при $0 < \theta < 90^\circ$. З рис. 3.14 бачимо, що спектр відбивання для зразка SL-4 має чотири відсічки на частотах поздовжніх плазмон-фононних збуджень і три резонанси на частотах поздовжньо-поперечних плазмон-фононних збуджень (табл. 3.2, 3.3). Нулі коефіцієнта відбивання визначено за допомогою ЕОМ: $v_{01} = 225 \text{ см}^{-1}$, $v_{02} = 551 \text{ см}^{-1}$, $v_{03} = 984 \text{ см}^{-1}$, $v_{04} = 1143 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ (а) і $v_{01} = 231 \text{ см}^{-1}$, $v_{02} = 543 \text{ см}^{-1}$, $v_{03} = 998 \text{ см}^{-1}$, $v_{04} = 1113 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 60^\circ$ (б).

На рис. 3.15 зображено області прозорості та непрозорості для сильно легованого зразка карбіду кремнію SL-4. Частоти відсічок $\Omega_{L\pm}$ і $v_{L\pm}$ для визначеної v_p є сталими і не залежать від θ , тобто області непрозорості 1 і 2 майже не змінюються. Области непрозорості 3 і 4 (і області прозорості, що

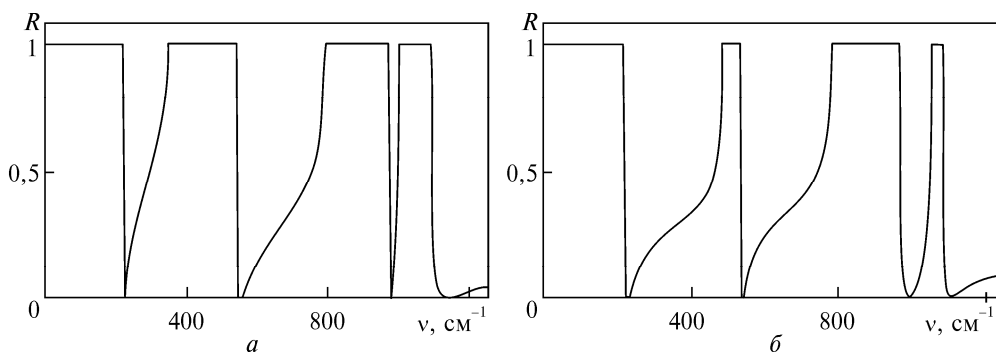


Рис. 3.14. Залежності $R(v)$ сильно легованого 6H-SiC (зразок SL-4) при $E \parallel C$:
а — $\theta = 30^\circ$; б — $\theta = 60^\circ$

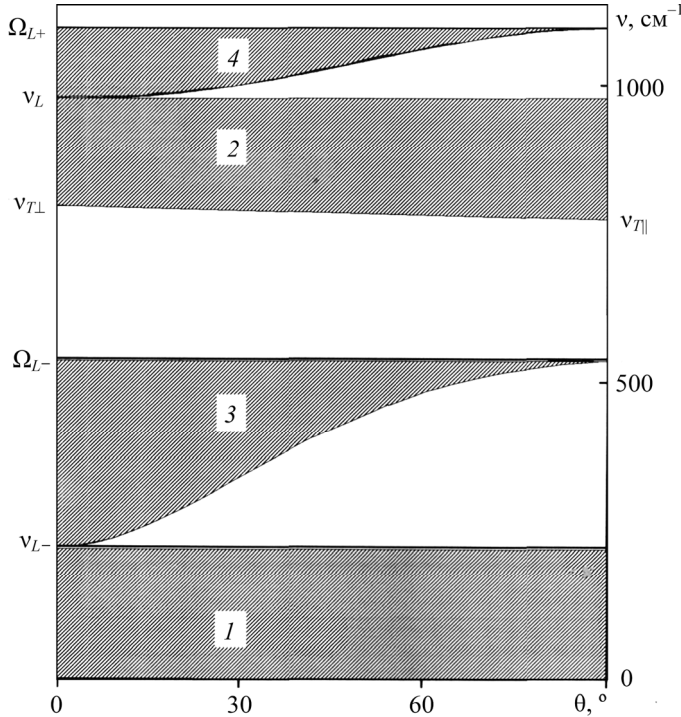


Рис. 3.15. Области прозорості та непрозорості в сильно легированому 6H-SiC (зразок SL-4)

знаходяться перед ними) в разі збільшення θ звужуються (розширюються), бо їхній початок збігається з резонансною частотою, що залежить від θ . За зростання θ друга область непрозорості збільшується від $|\nu_{T\perp} - \nu_{L+}| = 180,9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta \rightarrow 0$ до $|\nu_{T\parallel} - \nu_{L+}| = 189,9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Експериментально виродження областей прозорості й непрозорості в легированих монокристалах 6H-SiC не спостерігали, оскільки коефіцієнти затухання плазмонів ($\gamma_p > \nu_T$) у розглядуваних зразках є великими. Проте дані математичного моделювання свідчать, що в разі зменшення затухання плазмової підсистеми ($\gamma_p < 0,5\nu_T$) у сильно легированих монокристалах 6H-SiC ($n_0 > 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) можливе експериментальне виявлення виродження областей прозорості й непрозорості (результати детальнішого аналізу наведено далі). У праці [67] методом ППВВ вперше на прикладі 6H-SiC отримано експериментальний спектр поверхневих плазмон-фононних поляритонів нового типу, що існує в третій області непрозорості (рис. 3.15).

Досліджуючи коефіцієнти відбивання від поверхні монокристалів 6H-SiC із різним ступенем легування, вперше за наявності зв'язку довгохвильових оптичних коливань із електронною плазмою в сильно легированому 6H-SiC ($E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$) виявили розщеплення областей прозорості. Якщо $30 \text{ см}^{-1} \leq \nu_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$, то в спектрах відбивання є три мінімуми, а якщо $\nu_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$, то чотири мінімуми і така сама кількість областей прозорості й непрозорості (рис. 3.13, 3.14), що зумовлено проявом в анізотропному карбіді кремнію (політип 6H) нових зв'язаних плазмон-фононних збуджень. На рис. 3.15 є дві но-

3.6. Особливості експериментального дослідження областей прозорості...

ві, не досліджені області непрозорості (3 і 4) у 6H-SiC із $n_0 = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$: перша $\nu_{L-} < \nu < \Omega_{L-}$ зумовлена наявністю вільних електронів; друга $\nu_{L+} < \nu < \Omega_{L+}$ — екрануванням поля електромагнітних хвиль оптичними коливаннями кристалічної ґратки і розміщена над діапазоном «залишкових променів». Збільшення концентрації електронів у зоні провідності в 6H-SiC призводить до розширення областей непрозорості та звуження областей прозорості. Якщо $\theta = 0$ і 90° , то при $E \parallel C$ у спектрах відбивання є тільки дві області прозорості і непрозорості, що узгоджується з ізотропним випадком $E \perp C$.

3.6. Особливості експериментального дослідження областей прозорості та непрозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC

Розглянемо поведінку $R(\nu)$ за умови $E \parallel C$, $0 < \theta < \pi/2$ (наприклад, $\theta = 60^\circ$) з урахуванням затухання фононної та плазмової підсистем у 6H-SiC.

На рис. 3.16 наведено розрахункові спектри ІЧ-відбивання сильно легованого 6H-SiC із використанням параметрів зразка SL-4, де $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$ ($\theta = 60^\circ$).

Теоретичні криві 1—3 і 5 отримано за різних значень коефіцієнтів затухання фононної та плазмової підсистем для зразка типу SL-4.

Криву 1, яка характеризує спектр відбивання $R(\nu)$ за відсутності затухання фононних і плазмових коливань, проаналізовано вище (див. рис. 3.4, б). Лінія 2 (рис. 3.16) відповідає спектрам відбивання за відсутності затухання фононної підсистеми та з урахуванням анізотропії коефіцієнта затухання плазмових коливань за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$: $\gamma_{p\perp} = 10 \text{ см}^{-1}$; $\gamma_{p\parallel} = 4,8 \text{ см}^{-1}$ та з урахуванням затухання фононної й плазмової підсистем $\gamma_{f\perp,\parallel} = 3 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 100 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3.16, крива 3). Цим даним (крива 3) відповідають значення концентрації електронів $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і рухливості $\mu_L = 260 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, розраховані за формулами з праць [29, 43]. Із урахуванням коефіцієнтів затухання плазмонів зменшується $R(\nu)$ у діапазоні всіх чотирьох частот відсічок та трьох резонансних частот. Особливо значні зміни $R(\nu)$ спостерігаються в низькочастотному діапазоні спектра.

Експериментальний спектр ІЧ-відбивання $R(\nu)$ (крива 4) за частот 200—1400 см^{-1} зареєстровано спектрометром SPECORD-M80 із використанням приставки для відбивання в поляризованому світлі з еталонним дзеркалом. Спектри відбивання записано з поляризатором зі ступенем поляризації 0,98. Усі вимірювання проводили за кімнатної температури. Використовували гексагональні монокристали 6H-SiC (зразок SL-4) за концентрацій електронів у кристалах 10^{19} см^{-3} . Значення коефіцієнта відбивання $R(\nu)$ отримано з точністю 1—2 %. Роздільна здатність у вказаному діапазоні становить 1 см^{-1} .

Результати теоретичного (крива 5) та експериментального (крива 4) дисперсійного аналізів $R(\nu)$ свідчать про достатньо добре узгодження коефіцієнтів відбивання за адитивного врахування анізотропії коефіцієнтів затухання фононів і плазмонів (рис. 3.16). Розрахункові й експериментальні дані не узгоджуються за частот 800—940 см^{-1} . Причиною, як вказано вище, є прояв тонкого порушеного шару товщиною $< 0,05 \text{ мкм}$. Спектри порівнювали мето-

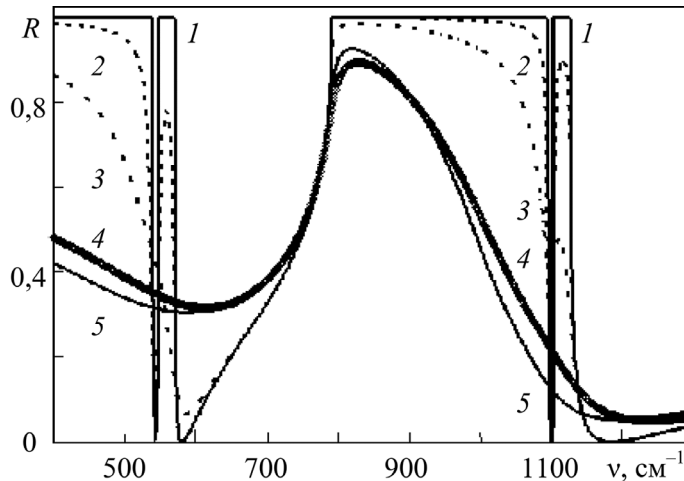


Рис. 3.16. Залежності $R(\nu)$ сильно легованого 6H-SiC при $\theta = 60^\circ$, $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$ (1—3, 5 — розрахункові дані):
 1 — $\gamma_{f\perp\parallel} = \gamma_{p\perp\parallel} = 0$; 2 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$, $\gamma_{p\perp} = 10 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 4,8 \text{ см}^{-1}$;
 3 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 3 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 100 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 46 \text{ см}^{-1}$; 5 — $\gamma_{f\perp\parallel} = 12 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 1020 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 490 \text{ см}^{-1}$; 4 — експериментальні дані

дом найменших квадратів у ході реєстрації середнього за всіма точками квадратичного відхилення розрахункового коефіцієнта відбивання від експериментального. Результати математичного експерименту свідчать, що зі зростанням коефіцієнта затухання плазмової підсистеми широкий інтервал коефіцієнта відбивання зменшується так, що її високочастотний край згладжується і зміщується в низькочастотний діапазон. Наявність затухання фононів призводить до зменшення коефіцієнта відбивання в околі максимуму «залишкових променів». Значення $\gamma_{p\perp\parallel}$ і $\gamma_{f\perp\parallel}$ одержано методом дисперсійного аналізу спектрів відбивання реальних зразків типу SL-4 у діапазоні «залишкових променів» за методикою, описаною в [43]. Зауважимо різке збільшення коефіцієнта відбивання у вікнах прозорості та його зменшення у вікнах непрозорості, причому перші два низькочастотні мінімуми змінюються значно швидше за аналогічні високочастотні.

Зі зростанням затухання фононної та плазмової підсистем області непрозорості в діапазонах $0\text{—}520 \text{ см}^{-1}$ і $800\text{—}1100 \text{ см}^{-1}$ звужуються таким чином, що згладжуються їхні високочастотні краї областей і зсуваються в довгохвильовий бік. Для цих областей непрозорості результати дослідження збігаються із даними праці [43]. Проаналізувавши вперше зареєстровані в 6H-SiC області непрозорості в діапазонах $0\text{—}520 \text{ см}^{-1}$ та $800\text{—}1100 \text{ см}^{-1}$, дійшли висновку, що збільшення коефіцієнтів затухання обох підсистем спричиняє різке зменшення максимуму $R(\nu)$ в області непрозорості й збільшення $R(\nu)$ в області прозорості. Як видно із рис. 3.16, у разі врахування затухання поняття «прозорості» і «непрозорості» для спектрів $R(\nu)$ є відносним, бо $R(\nu) < 1$. Експериментальне спостереження чотирьох областей непрозорості та чотирьох областей прозорості в спектрах $R(\nu)$ можливе у випадку використання монокристалів карбіду кремнію з коефіцієнтами затухання фононної та плазмової підсистем, значення яких знаходяться в околі даних, за яких розраховано криву 3 (рис. 3.16).

У працях [32, 68] вперше проаналізовано температурну залежність концентрації вільних носіїв зарядів (електронів), розраховану з ефекту Холла, та рух-

3.6. Особливості експериментального дослідження областей прозорості...

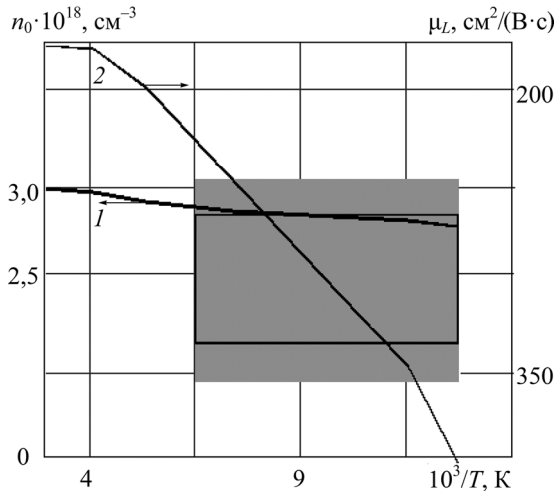


Рис. 3.17. Температурні залежності концентрації вільних електронів (1) і холлівської рухливості електронів (2) у 6H-SiC

ливність: для електронних кристалів карбіду кремнію (політип 6H) в інтервалі температур 120—1200 К спостерігається суттєва зміна електрофізичних властивостей.

На рис. 3.17 наведено температурні залежності концентрації вільних електронів (крива 1) та рухливості (крива 2) у монокристалах 6H-SiC [32]. Кристали 6H-SiC вирощено методом

сублімації. Вимірювання проводили на сильно легованих азотом зразках 6H-SiC з $n_0 \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що майже задовольняє одну з умов можливості експериментального дослідження нових областей прозорості та непрозорості спектрів відбивання методами ІЧ-спектроскопії. Рухливість у досліджуваних монокристалах 6H-SiC за кімнатних температур становить 50—180 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, що, як видно з рис. 3.17 (криві 2, 3), у два-три рази менша за необхідні значення. В разі зниження температури в інтервалі 273—77 К (рис. 3.18, крива 1) концентрація вільних носіїв зарядів (електронів) зменшується від $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($T = 273 \text{ К}$) до $2,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($T = 77 \text{ К}$). Одночасно, як видно із рис. 3.17, крива 2, збільшується холлівська рухливість від 170 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 273 \text{ К}$ до 400 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ за температури рідкого азоту ($T = 77 \text{ К}$). Причини таких суттєвих змін електрофізичних параметрів у монокристалах 6H-SiC у разі варіювання температури детально описано в [32, 68]. Результати аналізу експериментальних даних (рис. 3.17) [32, 68] та математичного експерименту (рис. 3.16, 1—3, 5) свідчать, що дослідження подвоєння областей прозорості в 6H-SiC можливе при $E \parallel C$, $0 < \theta < \pi/2$ за одночасного виконання умов $n_0 \geq 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і $\mu_L \geq 250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. На рис. 3.17 зображено (виділено) вперше визначену область, що характеризує тривимірну залежність концентрації електронів, холлівської рухливості від температури, в якій необхідно досліджувати нові області прозорості та непрозорості методами ІЧ-спектроскопії.

Таким чином, експериментальне вивчення чотирьох областей прозорості та непрозорості, що виникають у спектрах ІЧ-відбивання, можливе в разі зміни електрофізичних параметрів останнього. Як показано вище, найбільшої уваги варті дослідження спектрів ІЧ-відбивання сильно легованих оптично-анізотропних монокристалів карбіду кремнію (політип 6H) при $T < 200 \text{ К}$.

3.7. Коефіцієнт відбивання 6H-SiC в однорідному магнітному полі

У працях [9, 23] отримано спектри ІЧ-відбивання поляризованого світла від поверхні 6H-SiC в області плазмон-фононної взаємодії за різних кутів падіння та за відсутності впливу на кристал магнітного поля, що збігаються із кривими 1—3 на рис. 3.18, які розраховано за формулою (1.32).

Розглянемо вплив магнітного поля на значення коефіцієнта ІЧ-відбивання монокристалів карбіду кремнію (політип 6H), враховуючи анізотропію фононної та плазмової підсистем у конфігураціях Фарадея та Фогта [69—73].

На рис. 3.19 наведено спектри відбивання монокристалів 6H-SiC (ПСЕ-3Б, див. табл. 1.9), отримані за формулами (1.28), (1.29), коли вісь кристала паралельна магнітному полю ($\theta = 0$) (табл. 1.9, I.a). Крива 1 відповідає розрахунковому спектру відбивання 6H-SiC. Точки (о) відображують експериментальні спектри відбивання монокристала 6H-SiC. Лінію 1 отримано за умови врахування анізотропії фононної та плазмон-фононної взаємодій та відсутності впливу на зразок магнітного поля. За зростання величини магнітного поля від 30 (крива 2) до 100 кЕ (крива 4) зареєстровано зміни в ІЧ-діапазоні спектра відбивання ($300\text{—}600\text{ см}^{-1}$) та спостерігаються додаткові мінімуми на відповідних частотах 44, 113, 186 см^{-1} , які зумовлені впливом однорідного магнітного поля на зразок. Аналогічні результати одержано для монокристалів 6H-SiC з концентрацією вільних носіїв заряду 10^{19} см^{-3} (SC-2, табл. 3.4).

Якщо оптична вісь кристала перпендикулярна до магнітного поля ($\theta = \frac{\pi}{2}$)

(див. табл. 1.9, I.б), то спектри відбивання, отримані за формулами (1.28), (1.30), є аналогічними випадку I.a (табл. 1.9), проте на частотах 15, 41 і 77 см^{-1} проявляються додаткові мінімуми.

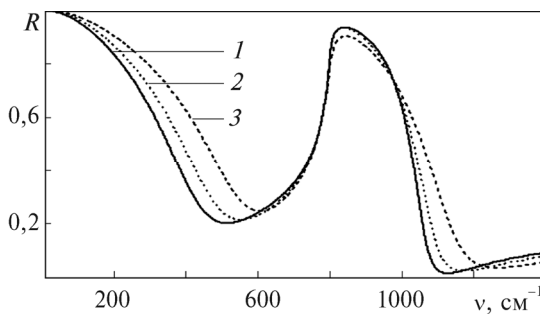


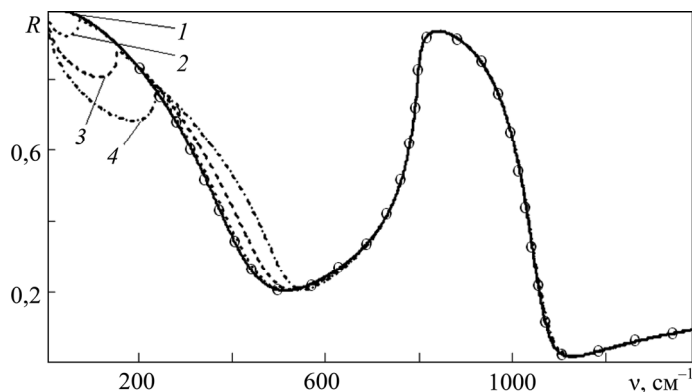
Рис. 3.18. Спектри $R(\nu)$ 6H-SiC для різних зразків:
1 — ПСЕ-3Б; 2 — SC-1; 3 — SC-2

ТАБЛИЦЯ 3. 4
Електрофізичні параметри монокристалів 6H-SiC

Зразок	$n_0, \text{см}^{-3}$	$\nu_p, \text{см}^{-1}$		$\gamma_p, \text{см}^{-1}$		$\gamma_f, \text{см}^{-1}$		μ_{\parallel}	μ_{\perp}
		$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$		
ПСЕ-3Б	$5 \cdot 10^{18}$	550	200	620	340	12	12	0,59	4
SC-1	$6,8 \cdot 10^{18}$	620	210	700	260	14	14	0,59	4
SC-2	10^{19}	740	280	830	450	12	12	0,59	4

3.7. Коефіцієнт відбивання 6H-SiC в однорідному магнітному полі

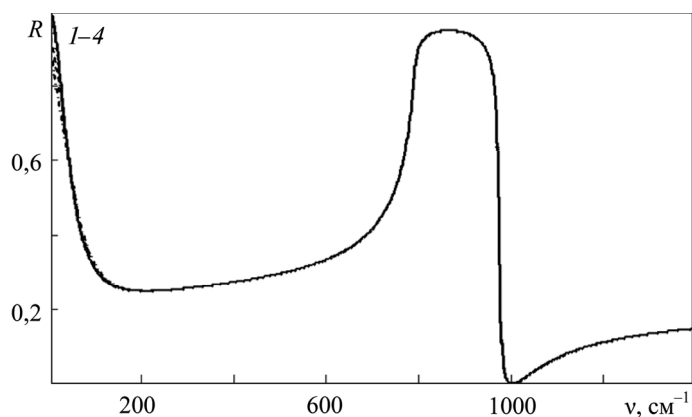
Рис. 3.19. Спектри $R(\nu)$ 6H-SiC в однорідному магнітному полі:
o — експериментальні дані (зразок ПСЕ-3Б); 1—4 — розрахункові дані, отримані при $H = 1 \cdot 10^{-3}, 30, 65, 100$ кЕ



У конфігурації Фогта електромагнітні хвилі поширюються в одновісному напівпровіднику 6H-SiC уперек однорідного магнітного поля \mathbf{H} , яке довільним чином напрямлене відносно осі кристала. За спектрами ІЧ-відбивання (рис. 3.18), отриманими за формулою (1.32), виявлено, що вплив магнітного поля на монокристали 6H-SiC у випадку II.a є незначним. Якщо в електромагнітній хвилі, що падає, вектор електричного поля $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$ (табл. 1.9, II.б), то спектри відбивання монокристалів 6H-SiC, отримані за формулами (1.33), (1.34), мають вигляд, аналогічний спектрам, зображеним на рис. 3.19, з додатковими мінімумами на частотах 20, 39 та 57 cm^{-1} .

Розглянемо випадок, коли вісь кристала паралельна відбивній поверхні та перпендикулярна до магнітного поля \mathbf{H} . Якщо $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}$ (табл. 1.9, II.в), то спектри відбивання розраховують за виразом (1.32) і не залежать від величини зовнішнього магнітного поля та мають вигляд, як на рис. 3.18. На рис. 3.20 наведено спектри відбивання монокристалів 6H-SiC із концентрацією вільних носіїв заряду $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, розміщених в однорідному магнітному полі, коли вісь кристала паралельна відбивній поверхні та перпендикулярна до магнітного поля \mathbf{H} , а \mathbf{E}_0 поляризований уздовж осі кристала (див. табл. 1.9, II.г).

Рис. 3.20. Спектри $R(\nu)$ 6H-SiC у конфігурації Фогта в однорідному магнітному полі:
1—4 — $H = 1 \cdot 10^{-3}, 30, 65, 100$ кЕ



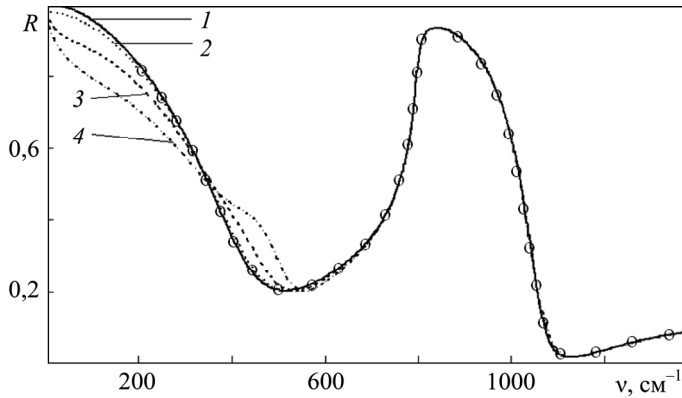


Рис. 3.21. Спектри $R(\nu)$ 6H-SiC у конфігурації Фогта в однорідному магнітному полі:
o — експериментальні дані (зразок ПСЕ-3Б);
1—4 — розрахункові дані, отримані при $H = 1 \cdot 10^{-3}, 30, 65, 100$ кЕ

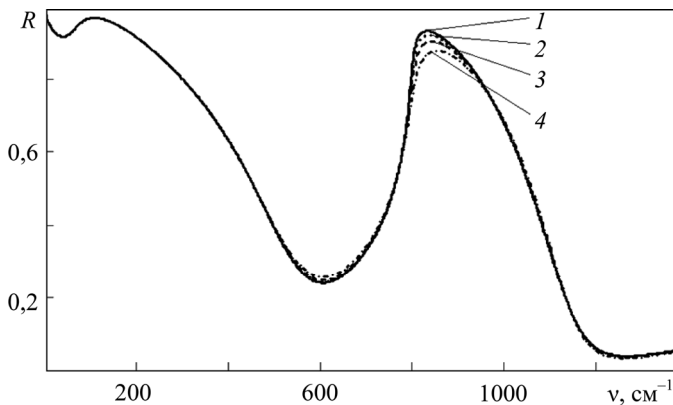


Рис. 3.22. Розрахункові спектри $R(\nu)$ сильно легованого 6H-SiC ($n_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) у магнітному полі $H = 65$ кЕ за різних значень коефіцієнта затухання оптичного фонона:
1 — $\gamma_f = 11 \text{ cm}^{-1}$; 2 — $\gamma_f = 15 \text{ cm}^{-1}$; 3 — $\gamma_f = 20 \text{ cm}^{-1}$; 4 — $\gamma_f = 30 \text{ cm}^{-1}$

Сканування проведено за величиною магнітного поля від 30 до 100 кЕ з кроку 5 кЕ. Як бачимо на рис. 3.20, вплив магнітного поля на монокристали 6H-SiC за такої орієнтації магнітного поля та оптичної осі відсутній.

Розглянемо випадок конфігурації Фогта, коли вісь кристала паралельна магнітному полю \mathbf{H} . Якщо $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{H}$ (див. табл. 1.9, II.δ), то спектри відбивання, отримані з (1.37), мають вигляд, аналогічний до наведеного на рис. 3.18. У випадку $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$ (табл. 1.9, II.ε) з (1.33), (1.38)—(1.40) отримано спектр відбивання, наведений на рис. 3.21. Як бачимо, дія однорідного магнітного поля на монокристал 6H-SiC супроводжується суттєвими змінами у спектрах відбивання в низькочастотному ІЧ-діапазоні до 540 cm^{-1} , і додаткові мінімуми за сканування магнітного поля від 30 до 100 кЕ не проявляються.

На рис. 3.22 подано спектри відбивання легованих монокристалів 6H-SiC під дією однорідного магнітного поля на зразок, паралельного поверхні напівпровідника, причому оптична вісь кристала перпендикулярна до відбивної поверхні і $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$. Як бачимо, вплив зовнішнього однорідного магнітного поля на монокристал 6H-SiC у зоні «залишкових променів» не спостерігається. У цій зоні коефіцієнт відбивання змінюється лише за рахунок анізотропії плазмон-фононних збуджень (у діапазоні «залишкових променів» спектр від-

бывання за впливу магнітного поля на монокристал 6H-SiC аналогічний спектру відбивання без магнітного поля). Іншими словами, в легованому 6H-SiC збуджуються плазмові коливання (плазмони), енергія яких за концентрацій вільних носіїв $n_0 = 10^{14} — 10^{18} \text{ см}^{-3}$ є досить малою (порядку 10^{-2} eV).

Властивості цих низькочастотних плазмонів мають багато спільного з плазмою ідеального електронного газу. Поздовжні плазмові коливання активно взаємодіють із поздовжніми оптичними фононами полярного кристала, спричиняючи змішані плазмон-фононні збудження в об'ємі монокристала 6H-SiC. Взаємодію фононів із плазмонами без впливу магнітного поля на монокристал виявлено за спектрами відбивання в діапазоні «залишкових променів» [9]. Подібні результати отримано за всіх вказаних вище орієнтацій магнітного поля та оптичної осі кристала [72, 73].

3.8. Магніторелекційний ефект у монокристалах 6H-SiC

Магнітооптичні властивості напівпровідників у ІЧ-діапазоні спектра, аналогічно до оптичних явищ у металах, пов'язані з внутрішньозонними оптичними переходами. Тому магнітне поле впливає на коефіцієнти відбивання, пропускання та поглинання ІЧ-випромінювання [50, 74].

Зміну значень коефіцієнтів відбивання R , пропускання T та поглинання A світла за умови розміщення кристала в магнітному полі (магніторелекційний ефект (МРЕ)) уперше теоретично вивчено і експериментально підтверджено в працях [74—76]. Магніторелекційний ефект на відбиванні характеризується коефіцієнтом магнітовідбивання. Згідно з [75] коефіцієнтом магнітовідбивання є величина

$$\Delta R / R = (R_0 - R_H) / R_0, \quad (3.11)$$

де R_H , R_0 — коефіцієнти відбивання світла монокристалом відповідно за наявності й відсутності магнітного поля.

На рис. 3.23 наведено спектр магнітовідбивання $\Delta R/R$ від поверхні гексагонального напівпровідника 6H-SiC за умови впливу однорідного магнітного поля 30 кЕ (згідно з (3.11)). Як бачимо, $\Delta R/R \approx 0,054 \%$ для 6H-SiC за даного магнітного поля. У праці [75] вказано, що магніторелекційний ефект у кристалі існує лише у випадку, коли $\Delta R/R$ більше ніж 0,1 %. Звідси випливає, що в 6H-SiC магніторелекційний ефект за даного поля не спостерігається, а незначні зміни коефіцієнта магнітовідбивання під дією магнітного поля 30 кЕ на зразок характеризують інші магнітооптичні ефекти.

На рис. 3.24, 3.25 наведено спектри магнітовідбивання $\Delta R/R$ у гекса-

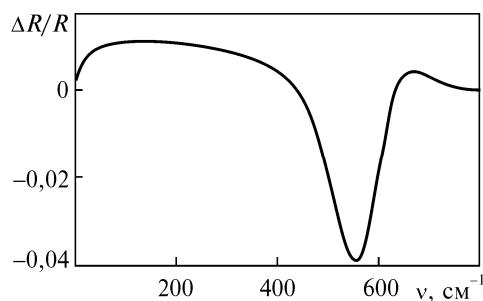


Рис. 3.23. Спектр $\Delta R/R$ 6H-SiC у магнітному полі $H = 30 \text{ кЕ}$

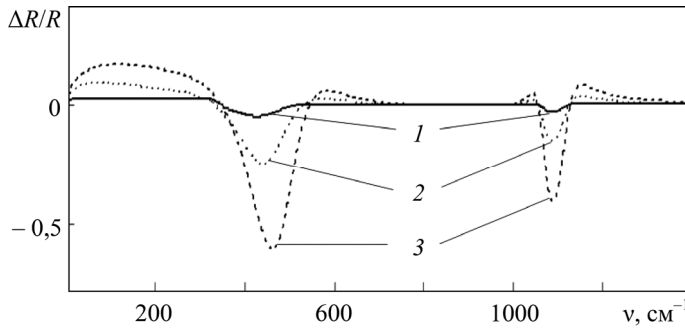


Рис. 3.24. Спектри $\Delta R/R$ слабо легованого 6H-SiC в однорідному магнітному полі:
1—3 — $H = 30, 65, 100$ кЕ

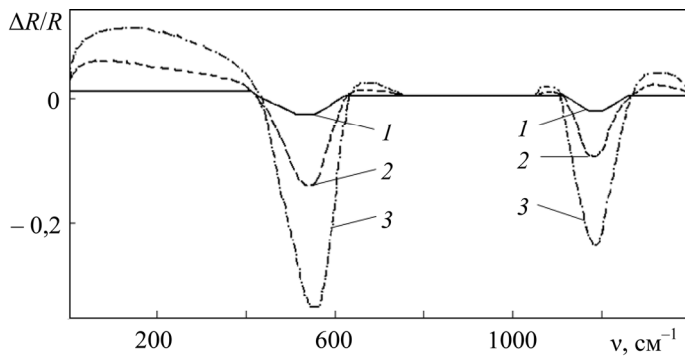


Рис. 3.25. Спектри $\Delta R/R$ сильно легованого 6H-SiC в однорідному магнітному полі:
1—3 — $H = 30, 65, 100$ кЕ

гональному напівпровіднику 6H-SiC з різною концентрацією вільних носіїв заряду за різних величин зовнішніх магнітних полів. У монокристалах 6H-SiC не відбуваються зміни спектрального положення мінімумів магнітовідбивання за умови зростання величини зовнішнього магнітного поля. На рис. 3.24, 3.25 бачимо, що зміни в спектрах магнітовідбивання спостерігаються в смузі «за-лишкових променів». При цьому за умови зростання концентрації коефіцієнт магнітовідбивання зменшується і навпаки. У монокристалах 6H-SiC магніто-рефлекційний ефект спостерігається за магнітних полів понад 50 кЕ (рис. 3.24, 3.25). Відповідні розрахунки свідчать про залежність коефіцієнта магнітовідбивання 6H-SiC від концентрації вільних носіїв заряду та величини зовнішнього однорідного магнітного поля.

За допомогою математичної моделі з [75] досліджено залежності коефіцієнта магнітовідбивання від коефіцієнта затухання оптичного фонона та коефіцієнта затухання плазмонів у напівпровіднику 6H-SiC за різних концентрацій вільних носіїв зарядів і величин зовнішнього однорідного магнітного поля. У табл. 3.5 для монокристала 6H-SiC наведено значення частот мінімумів у спектрах магнітовідбивання і розрахункові значення $\Delta R/R$ у цих точках за умови сканування за величиною магнітного поля та за різними коефіцієнтами затухання оптичного фонона γ_f і плазмонів γ_p .

З рис. 3.24, 3.25 та даних табл. 3.5 бачимо, що коефіцієнт магнітовідбивання є чутливим до зміни коефіцієнтів затухання оптичного фонона γ_f та плазмонів γ_p монокристала карбіду кремнію. Отже, плазмон-фононну анізотропію можна вия-

3.9. Узагальнені результати

ТАБЛИЦЯ 3. 5

Мінімуми магнітовідбивання 6H-SiC та їх залежність від γ_f і γ_p

Параметр	H, кЕ					
	30		65		100	
6H-SiC (ПСЕ-3Б, $n_0 = 5,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)						
$\gamma_f, \text{см}^{-1}$	12	30	12	30	12	30
$\Delta R/R$	-0,0538	-0,05	-0,2677	-0,2468	-0,6641	-0,6062
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	426	425	440	438	462	460
$\gamma_p, \text{см}^{-1}$	550	830	550	830	550	830
$\Delta R/R$	-0,0538	-0,0839	-0,2677	-0,3999	-0,6641	-0,9025
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	426	400	440	416	462	442
$\gamma_f, \text{см}^{-1}$	12	30	12	30	12	30
$\Delta R/R$	-0,0239	-0,03	-0,1188	-0,151	-0,3118	-0,4051
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	1085	1086	1086	1086	1087	1088
$\gamma_p, \text{см}^{-1}$	550	830	550	830	550	830
$\Delta R/R$	-0,0264	-0,0205	-0,1317	-0,0991	-0,3485	-0,257
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	1089	1074	1089	1075	1091	1076
6H-SiC (SC-2, $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$)						
$\gamma_f, \text{см}^{-1}$	12	30	12	30	12	30
$\Delta R/R$	-0,0325	-0,029	-0,158	-0,1398	-0,3893	-0,3406
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	532	530	541	538	556	553
$\gamma_p, \text{см}^{-1}$	550	830	550	830	550	830
$\Delta R/R$	-0,024	-0,0325	-0,1188	-0,158	-0,3038	-0,3893
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	576	532	581	541	591	556
$\gamma_f, \text{см}^{-1}$	12	30	12	30	12	30
$\Delta R/R$	-0,0158	-0,019	-0,0769	-0,0931	-0,1941	-0,237
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	1179	1180	1180	1181	1183	1184
$\gamma_p, \text{см}^{-1}$	550	830	550	830	550	830
$\Delta R/R$	-0,0234	-0,0158	-0,1151	-0,0769	-0,2963	-0,1941
$\nu_{\text{min}}, \text{см}^{-1}$	1208	1179	1210	1180	1213	1183

вити за допомогою магнітооптичних методів, зокрема з використанням магніторелекційного ефекту. У карбіді кремнію в різних ІЧ-діапазонах магніторелекційний ефект проявляється по-різному. У слабо легovanому 6H-SiC коефіцієнт $\Delta R/R$ збільшується в низькочастотному діапазоні спектра, а в сильно легovanому 6H-SiC навпаки — у високочастотному діапазоні спектра.

3.9. Узагальнені результати

Проаналізовано частотну залежність коефіцієнта відбивання від поверхні монокристалів 6H-SiC із різним ступенем легування з урахуванням зв'язку електромагнітного випромінювання з довгохвильовими оптичними коливан-

нями та електронною плазмою. Встановлено, що в сильно легованому 6H-SiC при $E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$ можливе розщеплення областей прозорості. Коли $30 \text{ см}^{-1} \leq \nu_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$, у спектрах відбивання є три мінімуми, а коли $\nu_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$ — чотири мінімуми і стільки само областей прозорості й непрозорості. Визначено умови, за яких можливе експериментальне дослідження нових областей прозорості та непрозорості.

Показано, що в анізотропному карбіді кремнію (політип 6H) наявність областей прозорості третього та четвертого типів пов'язана з проявом нових зв'язаних плазмон-фононних збуджень. Перші з них розміщені в інтервалі $\nu_{L-} < \nu < \Omega_{L-}$ і зумовлені наявністю вільних електронів, а другі — в інтервалі $\nu_{L+} < \nu < \Omega_{L+}$ і виникають унаслідок екранування поля електромагнітних хвиль оптичними коливаннями кристалічної ґратки та знаходяться над діапазоном «залишкових променів». Встановлено, що збільшення концентрації електронів у зоні провідності 6H-SiC призводить до розширення областей непрозорості та звуження областей прозорості. Якщо $\theta = 0$ і 90° при $E \parallel C$, у спектрах відбивання є тільки дві області прозорості і непрозорості, що узгоджується з ізотропним випадком $E \perp C$. Виявлено, що для збудження незвичайної електромагнітної хвилі в оптично-анізотропному кристалі суттєвою є як анізотропія фононної підсистеми, так і анізотропія ефективних мас. Цим і можна пояснити відсутність розглянутих ефектів у кубічних напівпровідникових кристалах.

За спектрами ІЧ-відбивання досліджено вплив однорідного магнітного поля на властивості оптично-анізотропних монокристалів 6H-SiC з різним ступенем легування ($5 \cdot 10^{18}$ — 10^{19} см^{-3}) за конфігурацій Фарадея та Фогта з урахуванням фононної та плазмон-фононної анізотропій. Показано, що в разі поширення електромагнітної хвилі перпендикулярно до магнітного поля і за збігу напрямку поляризації хвилі з напрямком зовнішнього магнітного поля коефіцієнт відбивання не залежить від впливу магнітного поля на монокристал. Вплив останнього проявляється за умови, коли $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}$.

Виявлено взаємозв'язок між концентрацією вільних носіїв заряду та наявністю додаткових мінімумів у спектрах ІЧ-відбивання напівпровідників у магнітному полі. Це є необхідною умовою для визначення концентрації вільних носіїв зарядів безконтактним методом.

Установлено наявність магніторефлекційного ефекту в монокристалах 6H-SiC за значень магнітних полів понад 50 кЕ у діапазонах 420 — 560 см^{-1} та 1080 — 1190 см^{-1} . Показано, що зі зростанням величини магнітного поля коефіцієнт магнітовідбивання зростає і залежить від орієнтації магнітного поля відносно оптичної осі кристала та досліджуваної поверхні. Виявлено складну залежність коефіцієнта магнітовідбивання від коефіцієнтів затухання оптичного фонона та плазмонів.

Розділ 4

ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ФОНОННІ ПОЛЯРИТОНИ В ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИХ МОНОКРИСТАЛАХ 6H-SiC

4.1. Вступ

Як відомо, в іонних кристалах існують поверхневі оптичні коливання кристалічної ґратки [1—13]. Для них характерні коливання нерадіаційного типу, які в спектрах відбивання та поглинання не проявляються, проте в спектрах модифікованого порушеного повного внутрішнього відбивання можуть спостерігатися.

Карбід кремнію є переважно ковалентним кристалом, однак унаслідок великої різниці між електронегативністю атомів кремнію та вуглецю діапазон «залишкових променів» має таку саму інтенсивність, як і в лужно-галоїдних кристалах [6—9, 14]. Цим і пояснюється існування ПП у карбіді кремнію.

Взаємодіючи, електромагнітне випромінювання та плазмон-фоновні коливання кристала збуджують поверхневі плазмон-фоновні поляритони, в яких перебудова спектра коливань є максимальною в діапазоні частот, близьких до частот плазмонів і поздовжніх оптичних фоновів [1—28].

Експериментально взаємодію ІЧ-випромінювання з плазмон-фоновними коливаннями на поверхні одновісного оптично-анізотропного кристала (6H-SiC) вперше спостерігали [15], коли в спектрі ППВВ сильно легованого карбиду кремнію зареєстровано широку смугу поглинання на частоті, близькій до частоти поздовжнього оптичного фону [16, 17]. Карбід кремнію особливо цікавий у випадку дослідження поверхневих плазмон-фоновних поляритонів через сильну анізотропію ефективної маси електронів. Тому на підставі одержаних у розд. 3 оптичних та електрофізичних даних для 6H-SiC стало можливим виконання низки наукових завдань, серед яких першочерговими є моделювання процесів, що відбуваються в об'ємі та на поверхні кристала:

1. Дослідження анізотропії ефективної маси електронів і коефіцієнтів затухання фоновів та плазмонів на базі властивості поверхневих поляритонів (ПП).

2. Вивчення особливостей збудження та поширення ПП в умовах зв'язку електромагнітного випромінювання з довгохвильовими оптичними коливаннями кристалічної ґратки та коливаннями електронної плазми за довільних орієнтацій хвильового вектора K , оптичної осі C кристала відносно його поверхні XY .

3. Виявлення та дослідження нових типів поверхневих плазмон-фоновних поляритонів (ППФП) у легованих анізотропних монокристалах 6H-SiC для орієнтації хвильового вектора ППФП відносно поверхні й оптичної осі крис-

тала $K \perp C$, $XY \perp C$ та розрахунку характеристик сингулярних ПП для монокристала 6H-SiC. Крім того, у цьому розділі наведено результати дослідження властивостей ППФП 6H-SiC у магнітних полях.

4.2. Дослідження поверхневих плазмон-фононних поляритонів у монокристалах 6H-SiC методом порушеного повного внутрішнього відбивання

Як відомо (наприклад, [1, 2, 6, 7, 9]), коефіцієнт відбивання в спектрі ППВВ можна подати у вигляді $R(v) = I(v)/I_0(v) = |A/A_0|^2$, де A_0 і A — амплітуда хвилі, що падає на поверхню та відбивається від неї (див. рис. 2.1); d_3 — зазор між призмою ППВВ та кристалом. Світло, що падає на поверхню кристала, є поляризованим у площині падіння, тобто E_0 має тільки X - і Z -компоненти.

Запишемо рівняння для компонент електричного поля в середовищі з діелектричною проникністю ε_n (індекс n — призма ППВВ):

$$E_{0x} = A_0 \exp(-ik_0 z) + A \exp(ik_0 z), \quad E_{1x} = A_1 \exp(-k_1 z) + A_1^1 \exp(k_1 z), \quad (4.1)$$

$$E_{2x} = A_2 \exp(k_2 z), \quad E_{0z} = \left(\frac{q_x}{k_0} \right) A_0 \exp(-ik_0 z) - A \exp(ik_0 z), \quad (4.2)$$

$$E_{1z} = \left(\frac{iq_x}{k_1} \right) A_1 \exp(-k_1 z) - A_1^1 \exp(k_1 z), \quad E_{2z} = \left(-\frac{iA_2 q_x}{k_2} \right) \exp(k_2 z), \quad (4.3)$$

де E_0 , A_0 — компоненти електричного поля в середовищі із діелектричною проникністю ε_n .

З огляду на граничні умови для $Z = 0$ і $Z = -d$ одержимо систему неоднорідних рівнянь відносно невідомих амплітуд для A , A_1 , A_1^1 і A_2 :

$$A_0 + A = A_1 + A_1^1, \quad \frac{\varepsilon_0}{k_0} (A_0 - A) = \frac{i\varepsilon_1}{k_1} (A_1 - A_1^1), \quad (4.4)$$

$$A_1 \exp(k_1 d) + A_1^1 \exp(-k_1 d) = A_2 \exp(-k_2 d), \quad (4.5)$$

$$\frac{\varepsilon_1}{k_1} (A_1 \exp(k_1 d) - A_1^1 \exp(-k_1 d)) = -\frac{\varepsilon_2 d_3}{k_2} \exp(-k_2 d_3), \quad (4.6)$$

де ε_1 — діелектрична проникність зазору товщиною d_3 ; ε_2 — діелектрична проникність напівнескінченного полярного оптично-анізотропного кристала.

Уведемо позначення: $\beta_i = \varepsilon_i/k_i$ і $\lambda_i = \exp(-k_i d_3)$. Систему рівнянь (4.4)—(4.6) запишемо в матричній формі:

$$\begin{pmatrix} A \\ A_1 \\ A_1^1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 \\ -\beta_0 & -i\beta_1 & i\beta_1 & 0 \\ 0 & \lambda_1 & 1/\lambda_1 & -1/\lambda_2 \\ 0 & \beta_1 \lambda_1 & -\beta_1/\lambda_1 & \beta_2/\lambda_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_0 \\ A_0 \beta_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

4.2. Дослідження поверхневих плазмон-фононних поляритонів у монокристалах...

Ураховуючи $A = \Delta_0/\Delta$, після алгебраїчних перетворень отримуємо

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1+iP}{1-iP}. \quad (4.8)$$

Тут

$$P = \frac{\beta_1}{\beta_0} \left(\frac{\beta_2 + \beta_1 \operatorname{th}(k_1 d_3)}{\beta_1 + \beta_2 \operatorname{th}(k_1 d_3)} \right). \quad (4.9)$$

Розглянемо випадок, коли діелектричні проникності призми ϵ_n і зазору ϵ_1 є дійсними величинами і не залежать від ω .

Діелектричну проникність кристала вважатимемо комплексною величиною $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$. Відповідно k_2 , β_2 і P також є комплексними.

Перейдемо, для зручності, до безрозмірних хвильових векторів $\chi_x = q_x c/\omega$ і $\chi_2 = k_2 c/\omega$, тоді

$$\chi_x = (\epsilon_n)^{1/2} \sin \alpha, \quad \chi_0 = \sqrt{\epsilon_n - \chi_x^2} = \sqrt{\epsilon_n} \cos \alpha, \quad \chi_i = \sqrt{\chi_x^2 - \epsilon_i}, \quad (4.10)$$

де $i = 1, 2$.

Остаточно отримаємо співвідношення, що збігається зі співвідношенням [29] за відсутності на поверхні кристала тонкого шару:

$$R = \left| \frac{1+iP}{1-iP} \right|^2 = 1 - \frac{4p''}{(1+p'')^2 + p'^2}, \quad (4.11)$$

$$\text{де } p' = \frac{\beta}{\beta_0} \left(1 - (1-T) \frac{(\beta_1 + \beta' T)(\beta_1 - \beta') - \beta'^2 T}{(\beta_1 + \beta' T) + \beta'^2 T^2} \right); \quad p'' = \frac{\beta_1^2}{\beta_0} \beta'' \left(\frac{1-T^2}{(\beta_1 + \beta' T) + \beta'^2 T} \right);$$

$T = \operatorname{th}(k_1 d_3)$.

Вважаючи, що обидві компоненти ϵ_x і ϵ_z є комплексними та $\beta_2 = \beta = \epsilon_x/k_2$, запишемо

$$\beta' = -\frac{c}{\omega} \frac{\epsilon'_x \chi'_x + \epsilon''_x \chi''_x}{\chi'^2_x + \chi''^2_x}, \quad \beta'' = \frac{c}{\omega} \frac{\epsilon''_x \chi'_x - \epsilon'_x \chi''_x}{\chi'^2_x + \chi''^2_x}, \quad (4.12)$$

$$\chi' = \sqrt{0,5(\chi_x^2 - \epsilon' + \sqrt{(\chi_x^2 - \epsilon')^2 + (\epsilon'')^2})}, \quad \chi'' = -\frac{\epsilon''}{2\chi'},$$

$$\epsilon'_{0x} = \epsilon'_x - \chi_x^2 \frac{\epsilon'_x \epsilon'_z + \epsilon''_x \epsilon''_z}{\epsilon'^2_z + \epsilon''^2_z}, \quad \epsilon''_{0x} = \epsilon''_x - \chi_x^2 \frac{\epsilon''_x \epsilon'_z - \epsilon'_x \epsilon''_z}{\epsilon'^2_z + \epsilon''^2_z}.$$

Вісь Z є нормаллю до поверхні кристала, а хвильовий вектор ПП напрямлено вздовж X . Значення діагональних компонент діелектричного тензора та дисперсійного співвідношення для поверхневих коливань за трьох ортогональних орієнтацій подамо у вигляді табл. 4.1.

Т А Б Л И Ц Я 4.1

Значення діагональних компонент діелектричного тензора та дисперсійні рівняння за ортогональних орієнтацій одинісних оптично-анізотропних кристалів [30]

Орієнтація	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_z	Дисперсійне рівняння
$C \parallel Z$	ϵ_{\perp}	ϵ_{\perp}	ϵ_{\parallel}	$K_x^2 = \epsilon_{\parallel} \frac{1 - \epsilon_{\perp}}{1 - \epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel}}$
$C \parallel X$	ϵ_{\parallel}	ϵ_{\perp}	ϵ_{\perp}	$K_x^2 = \epsilon_{\perp} \frac{1 - \epsilon_{\parallel}}{1 - \epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel}}$
$C \parallel Y$	ϵ_{\perp}	ϵ_{\parallel}	ϵ_{\perp}	$K_x^2 = \frac{\epsilon_{\perp}}{1 - \epsilon_{\perp}}$

Теоретичний аналіз спектрів ППВВ для 6H-SiC проведено за математичною моделлю, наведеною вище. Діелектрична проникність адитивно враховує внески фононної та плазмової підсистем (коефіцієнти анізотропії ефективних мас електронів, затухання плазмонів і фононів тощо). Кути падіння ІЧ-випромінювання в елементі ППВВ дорівнюють 25,2; 26 і 40° (рис. 4.1, відповідно криві 1—3 [31]).

Криві 4, 5 на рис. 4.1 відображують експериментальні спектри ППВВ 6H-SiC за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$, зареєстровані за допомогою ИКС-29М і приставки НРВО-2 за методикою, описаною в [1, 6]. Як елемент ППВВ використано напівциліндр із KRS-5. Експериментальні спектри ППВВ для ППФП 6H-SiC зареєстровано для зразка типу SC-3 з концентрацією електронів у зоні провідності $n_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Спектри зареєстровано за повітряного зазору товщиною $d_3 = 2\text{—}3 \text{ мкм}$ між елементом ППВВ і поверхнею 6H-SiC. У [6] показано, що для високочастотного діапазону спектра ($\nu > 700 \text{ см}^{-1}$) можна знехтувати впливом радіаційного розширення в спектрах ППВВ при $I/I_0 > 70 \%$ в околі мінімуму спектрів. З огляду на розрахунки для низькочастотного діапазону спектра ($\nu < 700 \text{ см}^{-1}$) радіаційне розширення в спектрах при $I/I_0 > 95 \%$ відсутнє.

Спектр ППВВ поверхневих поляритонів можна одержати, використовуючи систему напівциліндр ППВВ—зазор—зразок або за фіксованого кута падіння α променя в елементі ППВВ і

сканування частоти, або у випадку зміни кута α за сталої довжини хвилі [1, 6, 32—36].

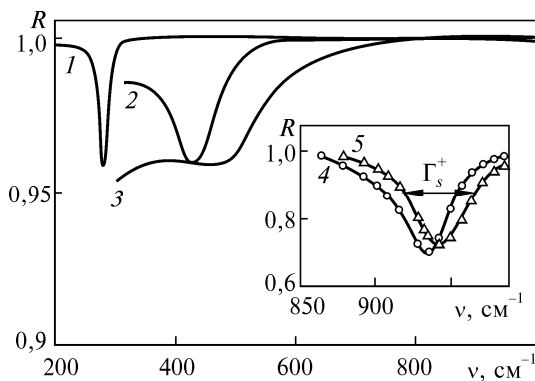


Рис. 4.1. Спектри ППВВ 6H-SiC (зразок типу SC-3) при $K \perp C$, $XY \perp C$: 1—3 — розрахункові дані ($d_3 = 131, 36, 5 \text{ мкм}$, $\alpha = 25,2, 26, 40^\circ$, $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 830 \text{ см}^{-1}$). На вставці — 4, 5 — експериментальні дані ($d_3 = 3 \text{ мкм}$, $\alpha = 32, 40^\circ$)

4.2. Дослідження поверхневих плазмон-фононних поляритонів у монокристалах...

При цьому дисперсійні залежності, отримані такими двома методами, суттєво розрізняються. В разі сканування за частотою дисперсійна залежність $v_s(K)$ прямує до граничного значення частоти ПП. При скануванні за кутом зі збільшенням хвильового вектора частота не наближається до граничної частоти v_s , а спостерігається загин дисперсійної кривої назад і затягування її в область, що знаходиться над v_s (так звана крива обертання), де значення діелектричної проникності $\epsilon(v) > -1$.

Таким чином, залежно від методу реєстрації спектрів проявляються різні дисперсійні залежності. Цю неординарну ситуацію автори пояснюють порізному. Дехто з дослідників схиляється до пояснення, в якому наявність «кривої обертання» потребує введення поняття комплексної частоти або хвильового вектора. Подібний підхід дає змогу описати явище, але інтерпретація дисперсійної залежності залишається неоднозначною.

Уявне протиріччя зникає в ході реєстрації так званої поверхні відбивання $R(v, \alpha) = I(v, \alpha)/I_0(v, \alpha)$, де $I_0(v, \alpha)$ — інтенсивність випромінювання, яке проходить у напівциліндрі ППВВ під кутом α без зразка; $I(v, \alpha)$ — інтенсивність випромінювання, що пройшло систему напівциліндр ППВВ—зазор—зразок. Поверхня ППВВ $R(v, \alpha)$ є тривимірним поданням величини пропускання розглядуваної вище системи, яке залежить від частоти випромінювання v та кута падіння α .

Досі було отримано лише теоретичні залежності $R(v, \alpha)$ для ізотропного середовища із затуханням [32, 33] та анізотропних кристалів [1, 2, 6, 35]. За відсутності взаємодії випромінювання з поверхнею кристалів $R(v, \alpha) = 1$ і в подібній області поверхня є плоскою, але у випадку збудження поверхневих поляритонів та дисипації енергії електромагнітної хвилі поверхня $R(v, \alpha)$ має дві «ущелини», пов'язані між собою «перевалом». Глибина «ущелин» залежить від параметрів системи: зазору між напівциліндром ППВВ та зразком d_z , частоти випромінювання v , комплексної діелектричної проникності зразка $\epsilon(v, K)$ та діелектричних проникностей елемента ППВВ і зазору. «Ущелина» виникає за наявності затухання в монокристалі. Одна з «ущелин» відповідає дисперсійній залежності поверхневих поляритонів $v_s(K)$. Здебільшого частота мінімуму в спектрі $R(v, \alpha)$ збігається з дисперсійною залежністю $v_s(K)$, яку розраховано за коефіцієнта затухання оптичних фононів $\gamma_f = 0$. З огляду на затухання оптичного фонона при $\gamma_f \neq 0$ на поверхні ППВВ $R(v, \alpha)$ утворюється друга «ущелина» з «перевалом» у першу в діапазоні частот $v > v_s$, який реєструють під час запису спектрів ППВВ ПП при $v = \text{const}$ та скануванні кута α .

Експериментальними методами зареєстровано «криві обертання» для SiO_2 , GaP та інших оптично-ізотропних матеріалів, в яких спостерігається загин назад дисперсійних залежностей [1, 2, 12]. Дані про експериментальні дослідження поверхні відбивання в області збудження поверхневих плазмон-фононних поляритонів на прикладі кристала з сильною анізотропією плазмової підсистеми та слабкою анізотропією фононної підсистеми отримано в працях [6, 18, 37].

4.3. Високо- і низькочастотні дисперсійні залежності плазмон-фононних поляритонів у монокристалах 6H-SiC

Експериментальні дисперсійні залежності поверхневих плазмон-фононних поляритонів для сильно легованого карбіду кремнію (політип 6H) одержано в процесі обробки спектрів ППВВ (рис. 4.1).

На рис. 4.2 наведено високочастотні ν_s^+ (а, криві 1—3) та низькочастотні ν_s^- (б, криві 1'—3') дисперсійні залежності за трьох орієнтацій: $K \perp C$, $XY \parallel C$; $K \perp C$, $XY \perp C$ і $K \parallel C$, $XY \parallel C$. Точками показано експериментальні дані для ν_s^+ за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$.

Розрахунок дисперсійних кривих ППФП проведено за формулами (4.8)—(4.11) з використанням даних табл. 3.1 та електрофізичних параметрів для 6H-SiC, отриманих у розд. 3. Під час розрахунків дисперсійних залежностей розглядали тільки такі розв'язки рівнянь, для яких $K > \omega/c$, тобто нерадіаційні поверхневі плазмон-фононні моди. Високочастотна дисперсійна гілка починається в точці $\nu = \nu_{T\perp}$, що відповідає частоті поперечного оптичного фонуна і за збільшення хвильового вектора асимптотично наближається до значення граничної частоти ППФП ν_s .

Криві 1—3 і 1'—3' розраховано з урахуванням анізотропії ефективних мас електронів у 6H-SiC [6, 38]. Унаслідок анізотропії ефективних мас електронів частоти плазмонів уздовж і поперек осі C суттєво розрізняються, відповідно розрізняються і дисперсійні залежності. Для сильно легованого 6H-SiC (SC-3) $\nu_{p\parallel} = 280 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$. Граничні частоти для високочастотної і низькочастотної дисперсійних гілок відповідно дорівнюють 971 і $223,5 \text{ см}^{-1}$ (криві 1 і 1') та 958 і $221,5 \text{ см}^{-1}$ (криві 2, 3 і 2', 3').

За параметрів плазмової підсистеми $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 280 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = 12 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 830 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 450 \text{ см}^{-1}$ теоретична дисперсійна залежність $\nu_s(K)$ (крива 2) повністю збігається з експериментальною (точки на кривій 2).

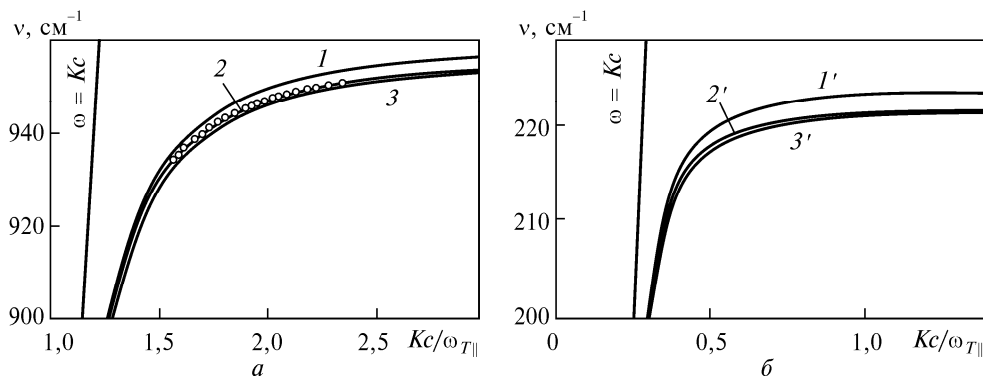


Рис. 4.2. Високочастотна $\nu_s^+(K)$ і низькочастотна $\nu_s^-(K)$ дисперсійні залежності ППФП сильно легованого 6H-SiC ($n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Розрахункові дані: $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\parallel} = 280 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = 12 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 830 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 450 \text{ см}^{-1}$

4.4. Вплив анізотропії плазмон-фононої підсистеми на дисперсійні залежності...

За орієнтації $K \perp C$, $XY \parallel C$ (криві 3 і 3') проявляються звичайні ППФП, а при $K \perp C$, $XY \perp C$ (криві 2 і 2') і $K \parallel C$, $XY \parallel C$ (криві 1 і 1') — незвичайні ППФП. У звичайних ППФП у 6H-SiC на відміну від поверхневих фононних поляритонів, які мають тільки одну гілку $v_s(K)$ [39], спостерігаються дві дисперсійні гілки, граничні частоти яких визначаються за допомогою виразів (4.9), (4.11).

4.4. Вплив анізотропії плазмон-фононої підсистеми на дисперсійні залежності ППФП у 6H-SiC

Як було показано в [6, 26—28], в одновісному полярному напівпровіднику 6H-SiC можливе збудження ППФП, кількість дисперсійних гілок яких залежить від концентрації носіїв зарядів та орієнтації оптичної осі кристала C відносно його поверхні XY [3, 19]. Експериментальні дисперсійні залежності та спектри ППФП у гексагональному 6H-SiC з великою концентрацією електронів отримано та детально досліджено в п. 4.3. Різниця в цих залежностях визначається переважно анізотропією ефективної маси електронів у 6H-SiC.

Результати досліджень 6H-SiC методом ППВВ свідчать, що ППФП мають низку особливостей, відсутніх як в ізотропних кристалах, так і в нелегованому 6H-SiC. Проте сильна анізотропія плазмової підсистеми в 6H-SiC зумовлює прояв нових дисперсійних гілок ППФП, кількість яких залежить від концентрації електронів, орієнтації оптичної осі кристала C і напрямку поширення ППФП. Тому важливо дослідити вплив анізотропії плазмової підсистеми, що взаємодіє з довгохвильовими коливаннями ґратки, на дисперсійні залежності ППФП та їх кількість у 6H-SiC за довільних взаємно перпендикулярних орієнтацій оптичної осі кристала C , напрямку поширення ППФП і поверхні кристала XY [20—24]. Розглянемо частинні випадки.

За орієнтації $K \perp C$, $XY \parallel C$ ППФП характеризуються співвідношенням, в якому дисперсія поверхневих хвиль визначається діелектричною функцією $\epsilon_{\perp}(v)$. Осі X , Y лежать на поверхні зразка, $\epsilon_{\perp}(v)$ — складова діелектричної проникності 6H-SiC, перпендикулярна до оптичної осі C . Як і вище, розглядатимемо лише нерадіаційні поверхневі плазмон-фононні поляритони, для яких виконується умова $K > \omega/c$ (ω — циклічна частота). При цьому спостерігаються дві гілки ППФП. Високочастотна гілка v^+ починається в точці $v = v_{T\perp}$, а низькочастотна v^- — від нуля. Зі збільшенням K ($K \rightarrow \infty$) частоти асимптотично наближаються до значень частот змішаних поверхневих плазмон-фононів $v_{\text{ПФ}}^{\pm}$ [6].

За орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$ ситуація якісно відрізняється від ізотропного випадку. Згідно з одержаними в [1—6] співвідношеннями з'являються нові гілки поверхневих плазмон-фононних поляритонів, кількість і області існування яких залежать від концентрації електронів у зоні провідності та від відносного розміщення частот $v_{T\perp\parallel}$, $v_{L\perp\parallel}$, $v_{p\perp\parallel}$, $v_{\perp\parallel}^{+-}$, $\Omega_{\perp\parallel}^{+-}$.

Якщо $\epsilon_{\parallel}(v)$ і $\epsilon_{\perp}(v)$ поміняти місцями (див. [6, п. 1.4]), то за допомогою (1.31) можна отримати дисперсійні співвідношення $v_s(K)$ для орієнтації $K \parallel C$,

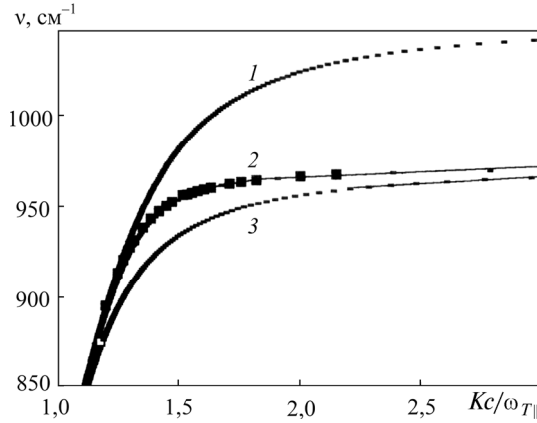


Рис. 4.3. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП 6Н-SiC:

1 — $K \perp C, XY \parallel C$; 2 — $K \perp C, XY \perp C$; 3 — $K \parallel C, XY \parallel C$; лінії 1—3 — розрахункові дані; точки на кривій 2 — експериментальні дані ($K \perp C, XY \perp C, \alpha = 27\text{—}55^\circ$)

$XY \parallel C$. Ці залежності відповідають незвичайним ППФП. Звичайні ППФП-1 з'являються за орієнтації $K \perp C, XY \parallel C$, для цього випадку характерними є дві гілки $\nu_s(K) — \nu^\pm$.

Під час розрахунків $\nu_s(K)$ 6Н-SiC для трьох орієнтацій ($K \parallel C$,

$XY \parallel C$; $K \perp C, XY \parallel C$; $K \perp C, XY \perp C$) використано вирази (1.28)—(1.31) та об'ємні параметри з табл. 2.1 з праці [6].

На рис. 4.3 наведено залежності частоти змішаних ППФП 6Н-SiC від безрозмірного хвильового вектора за вказаних орієнтацій. Криву 1 розраховано для орієнтації $K \perp C, XY \parallel C$ за частоти плазмонів $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$. Гранична частота поверхневого плазмон-фонона $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 1049 \text{ см}^{-1}$. Криві 2 та 3 характеризують дисперсію $\nu_s(K)$ для орієнтацій відповідно $K \perp C, XY \perp C$ і $K \parallel C, XY \parallel C$. Точки на кривій 2 відповідають експериментальній дисперсійній залежності для 6Н-SiC за орієнтації $K \perp C$ і $XY \perp C$ (зразок типу ОЗ-56), яку отримано з використанням спектрів ППВВ за зміни кутів α у призмі порушеного повного внутрішнього відбивання із KRS-5 від 27 до 55° . Якщо значення $Kc/\omega_{T||}$ великі, то криві 2 і 3 збігаються. Гранична частота поверхневих плазмон-фононних коливань при $K \rightarrow \infty$ дорівнює 971 см^{-1} .

За орієнтації $K \perp C, XY \parallel C$ дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП 6Н-SiC за частот плазмонів $\nu_{p\perp} = 180, 550, 740, 2190 \text{ см}^{-1}$ мають граничні частоти ППФП відповідно $\nu_{\text{ПФ}}^{+,-} = 140, 409, 523, 769 \text{ см}^{-1}$ і $953, 997, 1048, 2114 \text{ см}^{-1}$. Дисперсія $\nu_s(K)$ свідчить про суттєву залежність частоти ν_s ППФП у діапазоні малих хвильових векторів $Kc/\omega_{T||} < 10$. За орієнтації $K \parallel C, XY \parallel C$ спостерігаються високочастотні і низькочастотні гілки $\nu^{+,-}$. Частотам $\nu_{p\perp} = 180, 550, 740, 2500 \text{ см}^{-1}$ відповідають граничні частоти ППФП $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 948, 961, 970, 984, 1186 \text{ см}^{-1}$ і $\nu_{\text{ПФ}}^- = 55, 166, 222, 296, 616 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 4.4 наведено дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП 6Н-SiC двох типів: ППФП-1 (а) і ППФП-3 (б), розраховані з використанням параметрів 6Н-SiC з праць [13, 21, 30—32] при $K \perp C, XY \perp C$.

Для 6Н-SiC, як бачимо з табл. 2.1 (з праці [6]), виконується нерівність $\nu_{T||} < \nu_{T\perp} < \nu_{L||} < \nu_{L\perp}$. Плазмові частоти $\nu_{p\perp}$ і $\nu_{p||}$ вільних носіїв зарядів пов'язані співвідношенням

4.4. Вплив анізотропії плазмон-фононої підсистеми на дисперсійні залежності...

$$v_{p\parallel} = [(m_{\perp}^* \varepsilon_{\infty\perp}) / (m_{\parallel}^* \varepsilon_{\infty\parallel})]^{1/2} v_{p\perp}, \quad (4.13)$$

оскільки для 6H-SiC [38] $m_{\perp}^* = 0,25m_e$, $m_{\parallel}^* = 1,75m_e$ (m_e — маса вільного електрона), то $v_{p\perp} = 2,682v_{p\parallel}$ [21].

Згідно з [3, 19, 40] $v_0 = v_{p\perp}[\varepsilon_{\infty\perp}/\mu_{\perp}]^{1/2}$, а

$$v_1^2 = v_{T\parallel}^2 [\varepsilon_{\infty\perp} v_{T\parallel}^2 - \varepsilon_{0\perp} v_{T\perp}^2] / [\mu_{\perp} (v_{T\perp}^2 - v_{T\parallel}^2)]. \quad (4.14)$$

Для монокристалів 6H-SiC $\mu_{\perp} = 4$, оскільки $m_{\perp}^* = 0,25m_e$ і $m_{\parallel}^* = (1/\mu_{\perp})m_e$. Тоді $v_0 = 1,28v_{p\perp}$, а $v_1 = 4766,3 \text{ см}^{-1}$. Якщо $v_0 = v_1$, то $v_{p\perp} = 3733,26 \text{ см}^{-1}$. Звідси випливає, що для 6H-SiC виконується лише нерівність $v_0 < v_1$ ($v^- < v_{T\parallel}$), що дає змогу припускати існування поверхневих мод за обмежених значень K (рис. 4.4, б).

За практично відсутності вільних носіїв зарядів у монокристалах 6H-SiC ($v_{p\perp} < 10 \text{ см}^{-1}$) спостерігається тільки височастотна $v_s^+(K)$, яка починається з частоти $v = v_{T\perp} = 797 \text{ см}^{-1}$ і асимптотично наближається до частоти поверхневих плазмон-фононних коливань $v_{\text{ПФ}}^+ = 945,8 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 578,4$. Залежність $v_s^+(K)$ відповідає незвичайним ППФП-1. Для зразка ОЗ-56 з $v_{p\perp} = 180 \text{ см}^{-1}$, $v_{p\parallel} = 67,1 \text{ см}^{-1}$ проявляються тільки дві гілки $v_s(K)$ ППФП-1: $v_{\text{ПФ}}^+ = 948 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{\parallel} = 687,9$ (рис. 4.4, крива 2) і $v_{\text{ПФ}}^- = 54,76 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 9,13$. Для гілки $v_s^-(K)$ характерні властивості плазмових поляритонів. При $v_{p\perp} \geq 350 \text{ см}^{-1}$ і $v_{p\parallel} \geq 130,5 \text{ см}^{-1}$ у 6H-SiC починає проявлятися обмежена за K дисперсійна залежність ППФП 3-го типу (ППФП-3). Граничні частоти ППФП-1 становлять відповідно $v_{\text{ПФ}}^+ = 953,3 \text{ см}^{-1}$ і $v_{\text{ПФ}}^- = 106,2 \text{ см}^{-1}$. Крива $v_s(K)$ ППФП-3 починається на частоті $\Omega_{\parallel}^- = 112 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 0,142$ і закінчується на частоті $v_{\perp}^- = 281,1 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 1,075$.

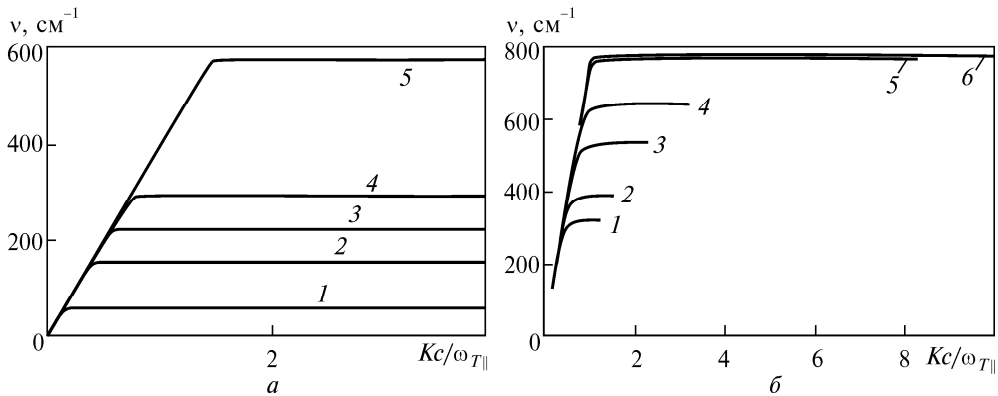


Рис. 4.4. Дисперсійні залежності $v_s(K)$ ППФП 6H-SiC при $K \perp C$, $XY \perp C$: а — ППФП-1: 1—5 — $v_{p\perp} = 180, 500, 740, 1000, 2500 \text{ см}^{-1}$; б — ППФП-3: 1—6 — $v_{p\perp} = 400, 500, 740, 1000, 2190, 2500 \text{ см}^{-1}$

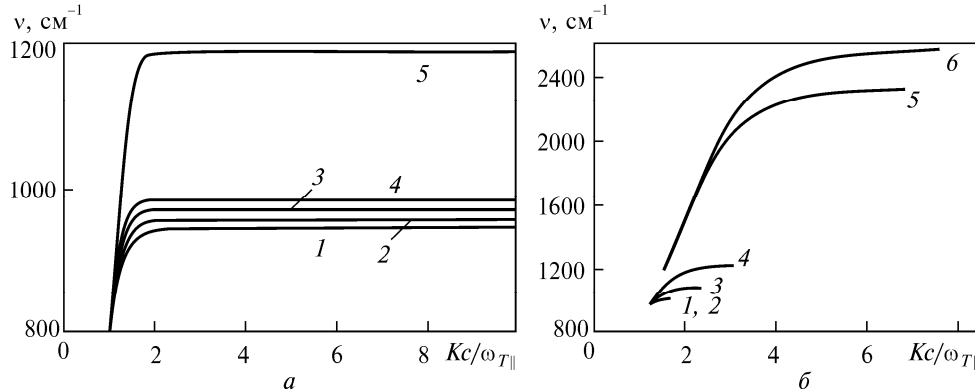


Рис. 4.5. Дисперсійні залежності $\nu_s(K)$ ППФП-3,4 6H-SiC при $K \perp C$, $XY \perp C$:
 а — ППФП-1: 1—5 — $\nu_{\perp} = 180, 500, 740, 1000, 2500 \text{ см}^{-1}$; б — ППФП-4: 1—6 — $\nu_{\perp} = 400, 500, 740, 1000, 2250, 2500 \text{ см}^{-1}$

Для 6H-SiC при $\nu_{\perp} \geq 400 \text{ см}^{-1}$ і визначеному взаємозв'язку, а саме: $\nu_{\perp} = 2,682\nu_{\parallel}$ починає проявлятися ще одна дисперсійна залежність (рис. 4.5, б), що завжди існує в обмеженому інтервалі значень хвильового вектора, частоти якої лежать у діапазоні $\Omega_{\parallel}^+ < \nu < \nu_{\perp}^+$ і яка завжди знаходиться вище від високочастотної $\nu_s(K)$ ППФП 1-го типу (рис. 4.5, а). Криві 1—5 (див. рис. 4.4) отримано за значень $\nu_{\perp} = 180, 500, 740, 1000$ і 2500 см^{-1} . Криві 1—6 (рис. 4.4, б) розраховано за плазмової частоти $\nu_{\perp} = 400, 500, 740, 1000$ і 2500 см^{-1} . Частоти 740, 1000 і 2190 см^{-1} відповідають параметрам зразків ПСЕ-3Б, С-5, SC-1. Частоти 400, 500, 2500 см^{-1} використано під час розрахунків для розширення діапазону досліджень плазмових частот.

На рис. 4.4, б наведено $\nu_s(K)$ ППФП 3-го типу, а на рис. 4.5, б — $\nu_s(K)$ ППФП 4-го типу. Як бачимо з рис. 4.4, б, при $\nu_{\perp} = 400 \text{ см}^{-1}$ $\nu_s(K)$ починається на частоті $127,8 \text{ см}^{-1}$ з $Kc/\omega_{T\parallel} = 0,1622$ і закінчується на $318,9 \text{ см}^{-1}$ з $Kc/\omega_{T\parallel} = 1,228$.

При $\nu_{\perp} = 400 \text{ см}^{-1}$ проявляються чотири дисперсійні залежності (рис. 4.4, 4.5), дві з яких обмежені за K (криві 1—6). Для ППФП-1 $\nu_{\text{ПФ}}^- = 121,3 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{\text{ПФ}}^+ = 955,3 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{m\parallel} \rightarrow \infty$ (табл. 4.2). Граничні частоти дисперсійних залежностей ППФП-3 і ППФП-4 відповідно становлять $\nu_{\perp}^- = 318,9 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 1,228$ і $\nu_{\perp}^+ = 999,7 \text{ см}^{-1}$ при $Kc/\omega_{T\parallel} = 1,323$.

На рис. 4.5 відображено розрахункові спектри модифікованого порушеного повного внутрішнього відбивання ППФП-3 і ППФП-4 з використанням параметрів зразка ПСЕ-3Б за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$ монокристал 6H-SiC. Частину параметрів ПСЕ-3Б наведено в табл. 4.2. Використано значення коефіцієнтів затухання плазмонів $\gamma_{\perp} = 155 \text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{\parallel} = 85 \text{ см}^{-1}$ за коефіцієнта затухання фононів $\gamma_{\perp} = \gamma_{\parallel} = 15 \text{ см}^{-1}$. Розрахунок спектрів проведено за товщин повітряного зазору між елементом ППВВ із KRS-5 і зразком $d_3 = 90 \text{ мкм}$ (рис. 4.6, а, крива 1) і

4.4. Вплив анізотропії плазмон-фононної підсистеми на дисперсійні залежності...

ТАБЛИЦЯ 4.2

Розрахункові параметри спектрів ППФП-3 і ППФП-4

Параметр	Зразок					
	С 400	С 500	ПСЕ-3Б	С-5	SC-1	С 2500
$\nu_{p\perp}, \text{см}^{-1}$	400	500	740	1000	2250	2500
$\nu_{\perp}^{+}, \text{см}^{-1}$	999,7	1018,9	1094,7	1234,7	2325,7	2566,8
$Kc/\omega_{T\parallel}$	1,323	1,594	2,280	3,054	6,673	7,618
$\Omega_{\parallel}^{+}, \text{см}^{-1}$	996,7	999,6	1009,3	1024,9	1207,8	1269,4
$Kc/\omega_{T\parallel}$	1,265	1,268	1,281	1,301	1,533	1,611
$\nu_{\parallel}^{+}, \text{см}^{-1}$	968	—	977,9	990,2	1138,5	1190,8
$\nu^{+}, \text{см}^{-1}$	955	959,6	970,9	985,5	1135,8	1188
$Kc/\omega_{T\parallel}$	153	681,6	464,5	374,7	228,7	182,5
$\nu_{\perp}^{-}, \text{см}^{-1}$	318,9	391,1	538,7	645,5	771	776
$Kc/\omega_{T\parallel}$	1,128	1,537	2,287	3,128	8,548	10,22
$\Omega_{\parallel}^{-}, \text{см}^{-1}$	127,8	159,3	233,5	310,8	593,4	627,3
$Kc/\omega_{T\parallel}$	0,162	0,202	0,296	0,394	0,753	0,796
$\nu_{\parallel}^{-}, \text{см}^{-1}$	121,4	—	222,3	296,7	580,6	616,6
$\nu^{-}, \text{см}^{-1}$	121,3	151,3	222,2	296,5	580,5	616,6
$Kc/\omega_{T\parallel}$	18,023	39,15	38,65	34,44	104,7	62,55

$d_3 = 4,3$ мкм (рис. 4.7, а, крива 2) за деяких кутів падіння ІЧ-випромінювання α в елементі ППВВ (див. рис. 4.6). Мінімуми спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 524$ і 514 см^{-1} , при цьому напівширина спектрів $\Gamma^- = 22,5$ і 210 см^{-1} .

На рис. 4.6, а (крива 3) зображено експериментальний спектр ППФП-3 зразка ПСЕ-3Б за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$. Спектр записаний за ширини повітряного зазору між елементом ППВВ із KRS-5 і зразком $d_3 = 80$ мкм при $\alpha = 25^\circ$ в елементі ППВВ.

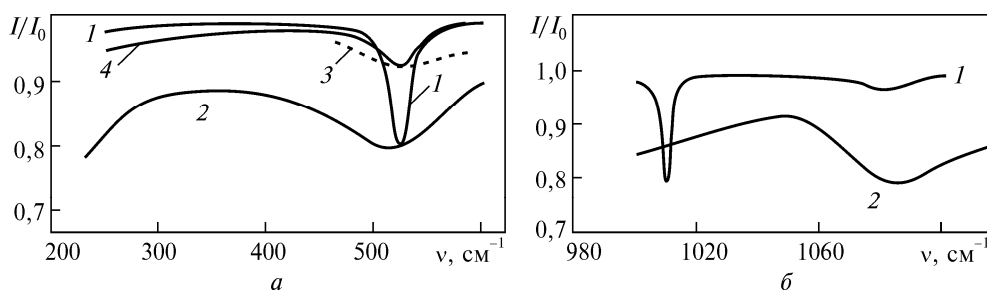


Рис. 4.6. Спектри ППВВ 6H-SiC при $K \perp C$, $XY \perp C$, $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$:

а — 1, 2 — розрахункові дані: 1 — $d_3 = 90$ мкм, $\alpha = 24,9^\circ$; 2 — $d_3 = 4,3$ мкм, $\alpha = 35^\circ$; 3 — експериментальні дані, зразок ПСЕ-3Б, $d_3 = 80$ мкм, $\alpha = 25^\circ$; б — 1 — $d_3 = 33$ мкм, $\alpha = 25^\circ$; 2 — $d_3 = 2,4$ мкм, $\alpha = 35^\circ$

У діапазоні $515\text{—}525\text{ см}^{-1}$ частоти мінімуму спектрів збігаються з розрахунковими, але ширина спектрів значно більша ($\Gamma_s \geq 600\text{ см}^{-1}$), що пов'язано зі значними коефіцієнтами згасання ППФП-3 зразка ПСЕ-3Б. Криву 4 розраховано зі збільшеним у три рази коефіцієнтом згасання плазмонів. Із порівняння спектрів 3 і 4 видно, що узгодження спектрів є значно кращим.

На рис. 4.6, б наведено спектри ППФП-4 розглядуваного зразка при $d_3 = 33\text{ мкм}$ (крива 1) і $d_3 = 2,4\text{ мкм}$ (крива 2). Мінімуми спектрів відповідають частотам $\nu_{\min} = 1009,5\text{ і }1084\text{ см}^{-1}$, при цьому ширина спектрів становить відповідно $\Gamma_s = 4\text{ і }200\text{ см}^{-1}$. Для спектрів ППВВ ППФП-3 і ППФП-4 (крива 2) характерними є радіаційні розширення. Експериментально спектри ППФП-4 не спостерігали, що пов'язано зі значними коефіцієнтами згасання плазмонів у зразках.

Результати досліджень поверхневих плазмон-фононних поляритонів чотирьох типів у легованих анізотропних монокристалах 6H-SiC за орієнтації хвильового вектора ППФП відносно поверхні та оптичної осі кристала $K \perp C$, $XY \perp C$ свідчать, що у випадку збільшення частоти плазмонів $\nu_{p\perp} \geq 350\text{ см}^{-1}$ у 6H-SiC проявляється обмежена за K дисперсійна залежність 3-го типу. Для $\nu_{p\perp} \geq 400\text{ см}^{-1}$ існує залежність $\nu_s(K)$ ППФП 4-го типу в обмеженому інтервалі значень хвильового вектора, частоти якої лежать в діапазоні $\Omega_{\parallel}^+ < \nu < \nu_{\perp}^+$, тобто вище ніж високочастотна залежність $\nu_s(K)$ ППФП 1-го типу. Зі збільшенням концентрації вільних носіїв заряду початок і кінець дисперсійних залежностей ППФП 3- і 4-го типів зміщуються у високочастотний діапазон. Вперше визначено умови існування таких залежностей та спектрів ППВВ у 6H-SiC, які доводять можливість дослідження ППФП нового типу.

4.5. Коефіцієнти згасання ППФП сильно легованих монокристалів 6H-SiC

Проаналізувавши напівширину спектрів модифікованого ППВВ, дійшли висновку, що за кутів $\alpha > 30^\circ$, коли мінімум системи пропускання $R_{\min} > 75\%$, радіаційне розширення спектрів ППВВ ППФП проявляється слабо. Збільшення напівширини спектра при $\alpha < 30^\circ$ (див. рис. 4.1) пов'язане з перетворенням ПП в об'ємні світлові хвилі (спостерігається радіаційне розширення спектрів). На підставі проведених розрахунків для низькочастотного діапазону спектра ($\nu < 700\text{ см}^{-1}$) можна зробити висновок, що відсутність радіаційного розширення в спектрах спостерігається при $R_{\min} > 95\%$ (рис. 4.1, криві 1—3).

Зауважимо, що напівширина експериментального спектра ППФП (рис. 4.1) в області малих хвильових векторів більша, ніж коефіцієнт згасання ППФП. Проте питання радіаційного згасання поверхневих поляритонів не є головною інформацією про поведінку ППФП, тому під час реєстрації спектрів ППВВ вибираються такі d_3 , щоб звести до мінімуму радіаційне розширення спектрів. Збільшивши зазор до 4—6 мкм, вимірювання спектрів ППВВ можна проводити в широкому діапазоні кутів α від 25 до 45° (рис. 4.1, криві 4, 5) [26, 31].

4.6. Поверхневі поляритони монокристалів 6H-SiC у магнітному полі

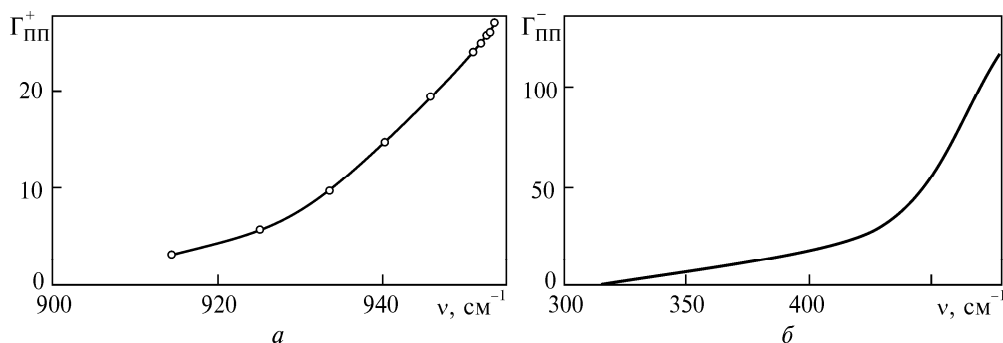


Рис. 4.7. Залежність $\Gamma_{\Pi\Pi}(\nu)$ ППФП для високочастотної (а) і низькочастотної (б) дисперсійних гілок:
точки — експериментальні дані; лінії — розрахункові дані (параметри розрахунку див. рис. 4.1)

Ширина смуги Γ_{Π} у спектрах ППВВ більша, ніж значення коефіцієнта затухання $\Gamma_{\Pi\Pi}$ ППФП і однозначно від нього залежить. Значення частоти мінімуму і напівширини спектра ППВВ (див. рис. 4.1) використовували як для побудови дисперсійної залежності, так і для визначення залежності коефіцієнта затухання ППФП від частоти ППФП за методикою, описаною в [6]. Криві на рис. 4.7 відображують залежність коефіцієнта затухання ППФП для нижньої ν^- (б) і верхньої ν^+ (а) гілок сильно легованого 6H-SiC. Зміна частоти від 1 до 960 cm^{-1} супроводжується збільшенням коефіцієнта затухання від 5 до 117 cm^{-1} для ν^- (б) і від 5 до 27 cm^{-1} для ν^+ (а) за сталих значень плазмової частоти ($\nu_{p\perp} = 740 \text{ cm}^{-1}$) та коефіцієнтів затухання фононів ($\gamma_{f\perp} = \gamma_{f\parallel} = 12 \text{ cm}^{-1}$) і плазмонів ($\gamma_{p\perp} = 830 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 450 \text{ cm}^{-1}$). Зміна коефіцієнтів затухання пов'язана із внеском у дисипацію енергії механічних коливань плазми та іонів кристалічної ґратки. Розрахунки свідчать, що при $\nu_p \approx \nu_T$ максимальне значення коефіцієнта затухання ППФП для низько- і високочастотної гілок знаходиться між γ_f і γ_p , причому низькочастотна гілка має переважно плазмову природу. Максимальне значення коефіцієнта затухання ППФП $\Gamma_{\Pi\Pi}^-$ дорівнює об'ємному затуханню плазмонів γ_p . Верхня гілка має переважно фононний характер, і відповідно затухання $\Gamma_{\Pi\Pi}$ має максимум за значень, що відповідають затуханню об'ємного фонона.

4.6. Поверхневі поляритони монокристалів 6H-SiC у магнітному полі

У працях [1, 3, 6, 34] подано вирази для моделювання та дисперсійного аналізу спектрів порушеного повного внутрішнього відбивання одновісних полярних оптично-анізотропних напівпровідників 6H-SiC. У [41—45] розроблено математичну модель для дослідження монокристалів 6H-SiC, розміщених у магнітному полі.

Розглянемо спектри ППВВ оптично-анізотропного одновісного полярного напівпровідника 6H-SiC, що межує з оптично-ізотропним середовищем (пові-

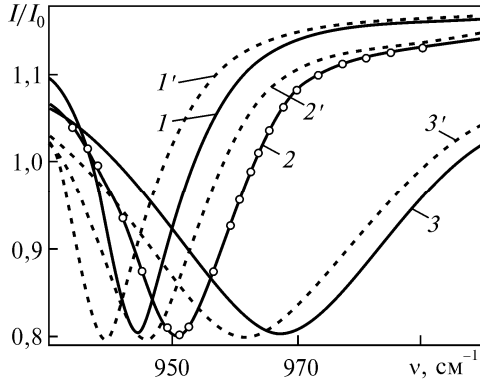


Рис. 4.8. Спектри ППВВ 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б):

$I-3$ — $H=0$; $I'-3'$ — $H=100$ кЕ; I, I' — $C \parallel X$; $2, 2'$ — $C \parallel Z$; $3, 3'$ — $C \parallel Y$

рям), у магнітному полі. Коефіцієнт ППВВ за орієнтацій $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ розраховано в [44, 45].

На рис. 4.8 подано експериментальні спектри ППВВ (точки — о) монокристал 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б)

за орієнтації $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ та розрахункові криві за орієнтацій: $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$ (крива 1); $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ (крива 2); $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$ (крива 3) у випадку відсутності впливу магнітного поля на напівпровідник. Кут падіння в призмі ППВВ дорівнює 40° . Зазор між зразком та призмою становить відповідно 3,1 (1), 2,7 (2), 2,5 мкм (3). Криві $I'-3'$ розраховано за впливу на монокристал 6H-SiC магнітного поля $H=100$ кЕ та напрямком $\mathbf{H} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$. Оскільки криві $I-3$ збігаються з відповідними кривими $I'-3'$, останні для наочності зміщено на 5 см^{-1} у низькочастотний діапазон спектра. Частоти мінімумів спектрів ППВВ відповідно становлять: 944 (1, I'), 951 (2, $2'$), 967 см^{-1} (3, $3'$), а ширини спектрів — 16 (1, I'), 26 (2, $2'$), 54 см^{-1} (3, $3'$).

Як бачимо з рис. 4.8, дія однорідного магнітного поля на монокристал 6H-SiC за такої орієнтації майже не впливає на спектр ППВВ.

Результати досліджень, отримані в [6, 26—28], свідчать, що збудження ПП фононного та плазмон-фононного типів у 6H-SiC відбуваються в околі частот поперечного і поздовжнього оптичних фононів. У спектрах ППВВ проявляються мінімуми, які згідно з [1, 3, 41—43] за $H \approx 0$ відповідають поверхневим модам ν^+ і ν^- .

4.7. Дисперсійні криві монокристалів 6H-SiC в однорідному магнітному полі

Однією із характеристик поширення ПП, як хвильового процесу, є дисперсійна залежність. У випадку ізотропного середовища, коли оптична вісь кристала C напрямлена вздовж осі y ($C \parallel Y$), тобто перпендикулярна як до нормалі до поверхні, так і до напрямку поширення, і якщо $H=0$, дисперсійна залежність має вигляд [1, 3, 6]

$$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_\perp(\nu)}{\varepsilon_\perp(\nu) - 1}. \quad (4.15)$$

У цьому випадку дисперсія поверхневих хвиль визначається єдиною діелектричною функцією $\varepsilon_\perp(\nu)$.

4.7. Дисперсійні криві монокристалів 6H-SiC в однорідному магнітному полі

У п. 4.3 показано, що в ізотропних кристалах за відсутності магнітного поля з'являються дві гілки поверхневих поляритонів. Нижня гілка v^- існує в усьому інтервалі зміни q_x , а верхня v^+ — за умови $q_x > \omega_T / c$ [6, 46—50]. В анізотропних кристалах вираз (4.15) теж має місце лише в квазіізотропному випадку, коли оптична вісь $C \parallel Y$, тобто вона є перпендикулярною як до напрямку поширення, так і до нормалі до поверхні кристала. У загальному випадку в дисперсійне співвідношення входять одночасно обидві компоненти діелектричного тензора. Це виконується, коли [1, 3, 6, 46—58]:

1) оптична вісь паралельна нормалі до поверхні ($C \parallel Z$):

$$\varepsilon_z = \varepsilon_{\parallel}, \quad \varepsilon_x = \varepsilon_{\perp} \quad i \quad q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\parallel}(v) \frac{1 - \varepsilon_{\perp}(v)}{1 - \varepsilon_{\perp}(v) \varepsilon_{\parallel}(v)}; \quad (4.16)$$

2) оптична вісь паралельна напрямку поширення ($C \parallel X$):

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{\parallel}, \quad \varepsilon_z = \varepsilon_{\perp} \quad i \quad q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp}(v) \frac{1 - \varepsilon_{\parallel}(v)}{1 - \varepsilon_{\perp}(v) \varepsilon_{\parallel}(v)}. \quad (4.17)$$

Співвідношення (4.16) і (4.17) є характерними для анізотропних середовищ і отримуються одне з одного заміною ε_{\parallel} на ε_{\perp} . Граничне значення v_s за $q_x = \omega/c$ визначається для обох останніх випадків із умов $\varepsilon_{\parallel}(v) \varepsilon_{\perp}(v) = 1$, причому ε_{\parallel} і ε_{\perp} є від'ємними.

Якщо оптична вісь кристала перпендикулярна до поверхні ($C \parallel Z$) або паралельна напрямку поширення ($C \parallel X$), кількість можливих гілок збільшується і може досягнути п'яти. Одна з них є аналогом гілки v^- і починається за умови $q_x = 0$. Кількість гілок, які існують при q_x , більших ніж $\omega_{T\parallel} / c$, $\omega_{T\perp} / c$, змінюється залежно від концентрації n_0 . Взагалі, вона зростає з n_0 і може набувати значень від одиниці до трьох, що пов'язано з характеристичними частотами оптичних коливань, а також орієнтацією оптичної осі кристала відносно його поверхні. Ці моди існують або в усьому діапазоні зміни q_x , як в ізотропному кристалі, або в обмеженому зверху інтервалі його значень. В останньому випадку верхня межа q_x також залежить від величини n_0 , яка входить у вираз для тензора діелектричної проникності, а глибина проникнення поверхневої хвилі перетворюється на верхній межі існування на нескінченність. Це означає, що поверхнева хвиля перетворюється на об'ємну [1, 3, 6].

Поверхневі моди в анізотропних кристалах існують лише за умови $\varepsilon_x(v) < 0$ (аналогічно для ізотропних кристалів умова локалізації поблизу поверхні зумовлює вимогу $\varepsilon(v) < 0$). Нерівність $\varepsilon_x(v) < 0$ для дійсних значень частот може виконуватися у двох випадках [1, 3, 6]:

$$1. \quad \varepsilon_x < 0, \quad \varepsilon_z < 0. \quad (4.18)$$

$$2. \quad \varepsilon_x < 0, \quad \varepsilon_z > \frac{c^2}{\omega^2} q_x^2. \quad (4.19)$$

Поверхневі моди першого типу існують за будь-яких $q_x = \omega / c$. У працях [3, 47, 48] їх називають реальними поверхневими поляритонами (аналогічні поверхневим коливанням в ізотропних кристалах). Поверхневі моди другого типу існують тільки за достатньо малих q_x : $q_x < (\omega / c) \sqrt{\epsilon_z}$. Такі гілки не мають аналогів у випадку ізотропних кристалів. Коливанням, які відповідають цим гілкам, притаманний виражений поляритонний характер із великим фононним внеском. Згідно з [3] їх часто називають «віртуальними» поверхневими модами. За великих q_x коливання такої гілки зникають. Точка $q_x (\omega / c) \sqrt{\epsilon_z}$ для них є особливою. У ній фазова швидкість поверхневої хвилі дорівнює $c / \sqrt{\epsilon_z}$, тобто фазовій швидкості об'ємного поляритона, поляризованого по Z . Таким чином, дисперсійна крива для ПП «впирається» в цій точці в дисперсійну криву для об'ємного поляритона, в якій $q \parallel X$, а $E \parallel Z$. Крім того, у цій точці $\epsilon = 0$, тобто точка перетину дисперсійних кривих для поверхневого і об'ємного поляритонів відповідає також поздовжній частоті оптичного фонуна, поляризованого в напрямку осі X [1, 3, 6].

Складнішими є випадки, коли на напівпровідник впливає зовнішнє магнітне поле. У слабкому магнітному полі, доки $\Omega \ll v_p$, для будь-яких напрямків H відносно межі поділу і будь-яких q існують дві гілки. Їх частоти близькі до $v_p / \sqrt{2}$ — частоти поверхневих плазмонів за $H = 0$ — і відрізняються одна від одної на величину порядку Ω . У магнітному полі з'являються також «віртуальні» моди, аналогічні поверхневим коливанням другого типу в анізотропних кристалах [1, 6]. За $\Omega > v_p$ умови існування поверхневих хвиль на межі плазми стають більш жорсткими. Так, за H , що паралельно площині межі поділу, можливі напрямки поширення концентруються поблизу $q \perp H$ (геометрія Фогта) і відрізняються від нього не більш ніж на кут $\arcsin(v_p / \Omega)$, який зменшується за умови збільшення H [44, 45]. Коли циклотронна частота наближається до частоти поверхневих збуджень, магнітне поле сильно ускладнює дисперсійні співвідношення, що зумовлено нерівністю діагональних і появою недиагональних компонент тензора діелектричної проникності в магнітному полі [3, 46—48].

Дисперсійні співвідношення за різних орієнтацій одновісного монокристала, розміщеного в однорідному магнітному полі, паралельному досліджуваній поверхні та перпендикулярному до хвильового вектора, подано в табл. 4.3, де

$$\epsilon_{v\perp,\parallel} = \frac{\epsilon_{11\perp,\parallel}^2 - \epsilon_{12\perp,\parallel}^2}{\epsilon_{11\perp,\parallel}}. \quad (4.20)$$

Розрахункові дисперсійні криві для монокристала 6H-SiC, розміщеного в однорідному магнітному полі, та експериментальні результати отримано за виразами (4.15)—(4.17), де $K = q_x c / \omega$ — зведений хвильовий вектор.

4.7. Дисперсійні криві монокристалів 6H-SiC в однорідному магнітному полі

ТАБЛИЦЯ 4.3

Дисперсійні співвідношення за різних орієнтацій одновісного кристала

Орієнтація	$C \parallel X$	$C \parallel Y$	$C \parallel Z$
Дисперсійне співвідношення	$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{v\perp} \frac{1 - \varepsilon_{v\parallel}}{1 - \varepsilon_{v\perp} \varepsilon_{v\parallel}}$	$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{v\perp}}{1 + \varepsilon_{v\perp}}$	$q_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{v\parallel} \frac{1 - \varepsilon_{v\perp}}{1 - \varepsilon_{v\perp} \varepsilon_{v\parallel}}$

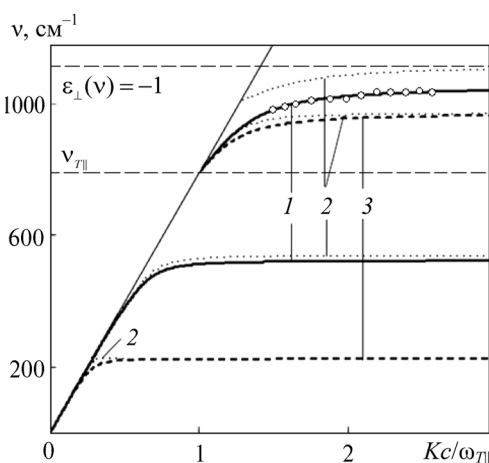
На рис. 4.9 наведено дисперсійні криві: експериментальні (точки — о) [6, 18, 52] за орієнтації $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$; розрахункові (лінії) за орієнтацій $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$ (крива 1); $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ (крива 2); $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$ (крива 3) за відсутності впливу магнітного поля на монокристал 6H-SiC (зразок SC-2).

Як видно на рис. 4.9, у випадку, коли оптична вісь $C \parallel Y$ перпендикулярна до напрямку поширення та нормалі до поверхні кристала, існують дві дисперсійні гілки. Нижня гілка v^- існує в усьому інтервалі зміни хвильового вектора K . Що стосується верхньої гілки v^+ , то область існування обмежена умовою $K > \omega_{T\perp\parallel} / c$. Для випадку, коли оптична вісь кристала перпендикулярна до поверхні ($C \parallel Z$) або паралельна напрямку поширення ($C \parallel X$), кількість дисперсійних гілок збільшується і може досягти п'яти. Одна з них є аналогом низькочастотної гілки v^- і починається за умови $K = 0$.

Кількість гілок, які існують за умови $K > \omega_{T\parallel} / c$, $\omega_{T\perp} / c$, змінюється залежно від орієнтації оптичної осі кристала відносно його поверхні. Ці гілки можуть збуджуватися в усьому діапазоні зміни K аналогічно до оптично-ізоотропного кристала, або в обмеженому зверху інтервалі його значень [39, 47].

Результати досліджень дисперсійних кривих монокристалів 6H-SiC, розміщених у однорідному магнітному полі $H = 100$ кЕ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$) за трьох взаємно ортогональних орієнтацій ($C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$), свідчать про суттєві відмінності в їх поведінці за умови зміни орієнтації. Так, за умови $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$ та відсутності впливу магнітного поля на монокристал (зразок ПСЕ-3Б) існує дві дисперсійні гілки — криві 1, 2 (рис. 4.10). Граничне значення v_s визначається з рівняння $\varepsilon_{\perp}(v) = 1$. У разі впливу на зразок магнітного поля $H = 100$ кЕ дисперсійні гілки набувають вигляду кривих 1'—3'.

Рис. 4.9. Високо- та низькочастотні дисперсійні гілки 6H-SiC (зразок SC-2):
1 — $C \parallel Y$; 2 — $C \parallel Z$; 3 — $C \parallel X$



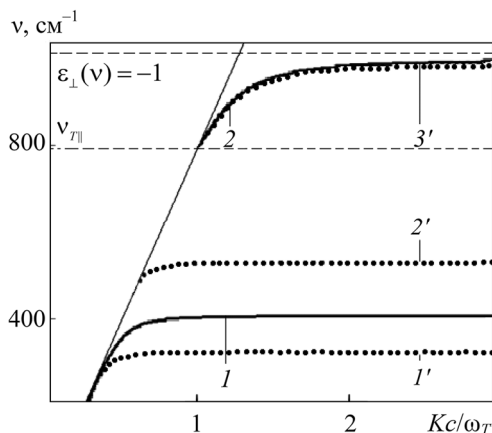


Рис. 4.10. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) при $C \parallel Y, K \perp C, XY \parallel C$:
1, 2 — $H = 0$; 1'—3' — $H = 100$ кЕ

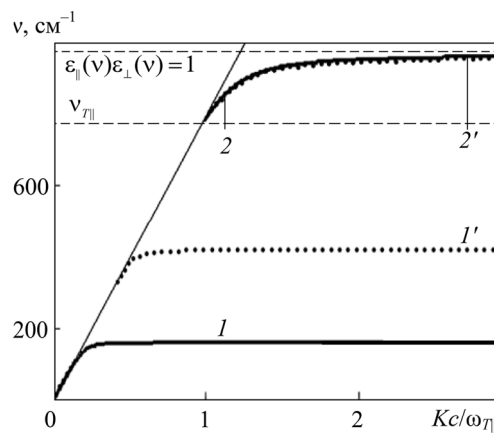


Рис. 4.11. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) при $C \parallel X, K \parallel C, XY \parallel C$:
1, 2 — $H = 0$; 1', 2' — $H = 100$ кЕ

Як бачимо з рис. 4.10, під впливом магнітного поля височастотна дисперсійна гілка не змінюється, а низькочастотна зміщується у довгохвильовий діапазон спектра. За частот $500\text{—}550\text{ см}^{-1}$ з'являється додаткова дисперсійна гілка — «віртуальна» мода, властивості якої аналогічні поверхневим коливанням типу II в анізотропних кристалах [1, 3, 6].

На рис. 4.11 зображено високо- і низькочастотні дисперсійні криві для монокристала 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) за орієнтації $C \parallel X, K \parallel C, XY \parallel C$. Згідно з [1, 3, 6, 27, 28] граничне значення ν_s визначається з умов $\epsilon_{||}(\nu)\epsilon_{\perp}(\nu) = 1$, причому $\epsilon_{||}$ і ϵ_{\perp} є від'ємними. Як бачимо, кількість дисперсійних гілок за даної орієнтації залишається сталою та дорівнює двом. Вплив магнітного поля на граничну частоту нижньої дисперсійної гілки спостерігається в діапазоні $162\text{—}418\text{ см}^{-1}$. За умови зростання магнітного поля до 100 кЕ, на відміну від попередньої орієнтації, дисперсійна гілка зміщується у височастотний діапазон спектра на 256 см^{-1} .

На рис. 4.12 наведено дисперсійні криві сильно легованого 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) за орієнтації $C \parallel Z, K \perp C, XY \perp C$. Розрахунок свідчить про можливість збудження в 6H-SiC за вказаної

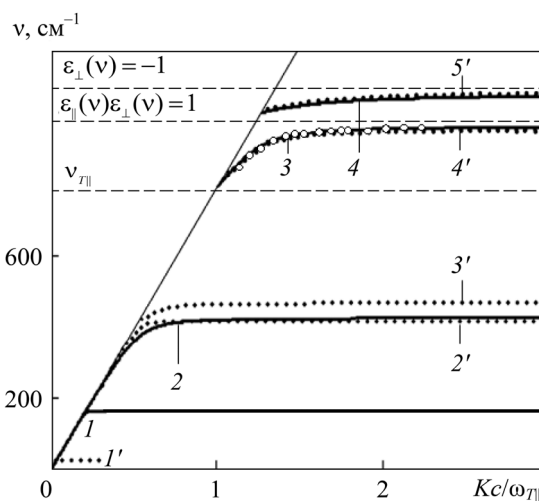


Рис. 4.12. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) при $C \parallel Z, K \perp C, XY \perp C$:
1—4 — $H = 0$; 1'—5' — $H = 100$ кЕ

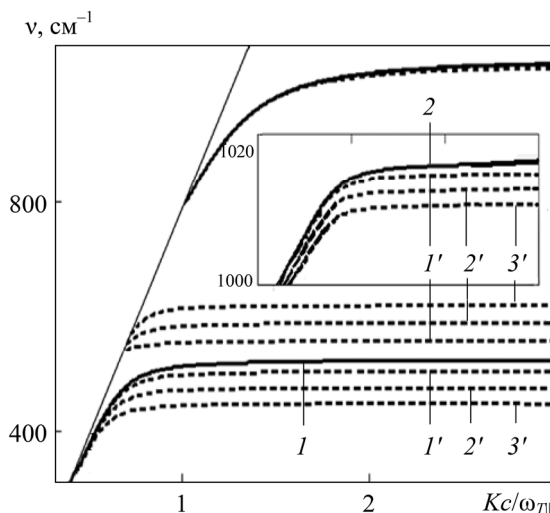
4.7. Дисперсійні криві монокристалів 6H-SiC в однорідному магнітному полі

Рис. 4.13. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок SC-1) при $C \parallel Y, K \perp C, XY \parallel C$:
 $1-2$ — $H = 0$; $1'-3'$ — $H = 30, 65, 100$ кЕ. На вставці — збільшений у 5 разів діапазон від 1000 до 1020 см^{-1}

орієнтації до чотирьох дисперсійних гілок за відсутності впливу на монокристал магнітного поля (криві $1-4$). Експериментальні дані для 6H-SiC (точки — о) за вказаної орієнтації та відсутності впливу магнітного поля на монокристал отримано у працях [26—28]. У разі впливу на монокристал магнітного поля ($H > 50$ кЕ, випадок $\mathbf{H} \perp \mathbf{K}, \mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$)

у 6H-SiC можливе збудження до п'яти дисперсійних гілок (криві $1'-5'$). Крім досліджених у працях [31, 37] дисперсійних кривих, зареєстровано збудження нової гілки, початок якої відповідає умові $\varepsilon_1 = 0$.

На рис. 4.13 подано дисперсійні криві для зразка SC-1 за відсутності впливу магнітного поля (криві $1-2$) та у разі впливу $H = 30, 65, 100$ кЕ (криві $1'-3'$),



ТАБЛИЦЯ 4.4

Граничні частоти дисперсійних гілок монокристала 6H-SiC

Зразок	H, E										
	1		30 · 10 ³			65 · 10 ³			100 · 10 ³		
	$\bar{\nu}_{pf},$ см ⁻¹	ν_{pf}^+ см ⁻¹	$\bar{\nu}_{pf},$ см ⁻¹	$\nu_{\nu},$ см ⁻¹	ν_{pf}^+ см ⁻¹	$\bar{\nu}_{pf},$ см ⁻¹	$\nu_{\nu},$ см ⁻¹	ν_{pf}^+ см ⁻¹	$\bar{\nu}_{pf},$ см ⁻¹	$\nu_{\nu},$ см ⁻¹	ν_{pf}^+ см ⁻¹
$C \parallel Y, K \perp C, XY \parallel C$											
ПІСЕ-3Б	162	961	279	—	960	354	—	958	418	—	954
SC1	170	964	298	—	962	376	—	957	441	—	952
SC2	225	971	347	—	967	425	—	960	489	—	952
$C \parallel Y, K \perp C, XY \perp C$											
ПІСЕ-3Б	409	998	386	450	997	355	489	996	326	530	995
SC-1	454	1014	432	493	1013	402	529	1011	373	566	1009
SC-2	523	1049	504	558	1048	476	589	1044	449	620	1040
$C \parallel Z, K \perp C, XY \perp C$											
ПІСЕ-3Б	162	961	279	427	960	18	441	958	25	468	954
	472	1050			1045	354		1046	418		1049
SC-1	170	963	298	479	962	16	484	957	23	507	952
	472	1069			1070	376		1072	441		1069
SC-2	225	971	347	539	967	21	547	960	30	564	952
	540	1113			1095	425		1097	489		1100

$\mathbf{H} \perp K$, $\mathbf{H} \parallel Y$ за умови $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$. Очевидно, що у випадку зростання величини магнітного поля відбувається зміщення нижньої дисперсійної гілки у низькочастотний діапазон спектра, а «віртуальної» гілки — у високочастотний.

Граничні частоти нижніх, верхніх плазмон-фононних та «віртуальних» гілок для монокристалів 6H-SiC за відсутності впливу на них магнітного поля та за умови його впливу $H = 30, 65, 100$ кЕ, $\mathbf{H} \perp K$, $\mathbf{H} \parallel Y$ за орієнтацій $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ подано в табл. 4.4.

4.8. Затухання ПП монокристалів 6H-SiC у магнітному полі

Якщо поверхню монокристалів вважати ідеально гладкою, то залежність коефіцієнта затухання ПП від частоти $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ можна записати у вигляді [31, 7, 53—58]

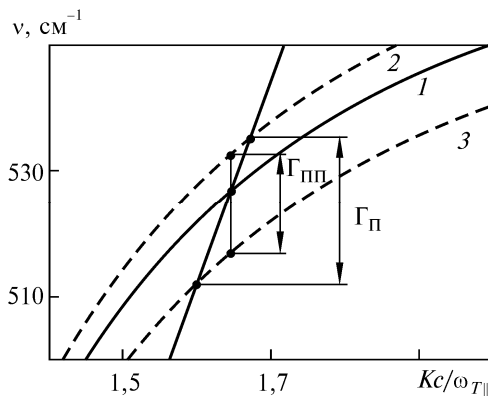
$$\Gamma_{\text{ПП}}(\nu) = \frac{\varepsilon_2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\nu^2 v_{T\perp,\parallel}^2 \gamma_f}{\varepsilon_\infty(\varepsilon_2 + \varepsilon_\infty) \left((v_{pf}^+)^2 - \nu^2 \right)^2 + \varepsilon_2 (v_{pf}^+)^2 v_{T\perp,\parallel}^2}, \quad (4.21)$$

де v_{pf}^+ — гранична частота ПП за $K \rightarrow \infty$; ε_2 — діелектрична проникність зазору між елементом ППВВ і зразком (у даному випадку $\varepsilon_2 = 1$).

На рис. 4.14 згідно з [6, 53, 54] відображено методику визначення коефіцієнта затухання ПП $\Gamma_{\text{ПП}}$ для оптично-анізотропних монокристалів, розміщених в однорідному магнітному полі. Крива 1 — дисперсійна гілка, а штрихові криві 2, 3 визначають ширину $\Gamma_{\text{П}}$ у спектрі ППВВ. Істинна ширина спектрів згідно з [1, 6, 28] дорівнює коефіцієнту затухання ПП і визначається різницею частот, що знаходяться на перетині перпендикулярної прямої до осі абсцис, яка проходить через дисперсійну точку, і штрихових кривих.

У табл. 4.5 подано коефіцієнт затухання поверхневих поляритонів монокристала 6H-SiC, визначений графічним методом для зразків SC-1, SC-2 і ПСЕ-3Б при $H = 0, 30, 65, 100$ кЕ та орієнтацій $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$, $\mathbf{H} \perp K$, $\mathbf{H} \parallel Y$.

На рис. 4.15 наведено експериментальну і теоретичну залежності коефіцієнта затухання ПП $\Gamma_{\text{ПП}}$ від частоти



ПП від частоти ПП для монокристала 6H-SiC. Розрахунок проведено за формулою (4.21) для монокристалів карбіду кремнію з ідеально гладкою поверхнею та з різним ступенем легування: криві 1—3 — за відсутності впливу на кристал магнітного поля; криві

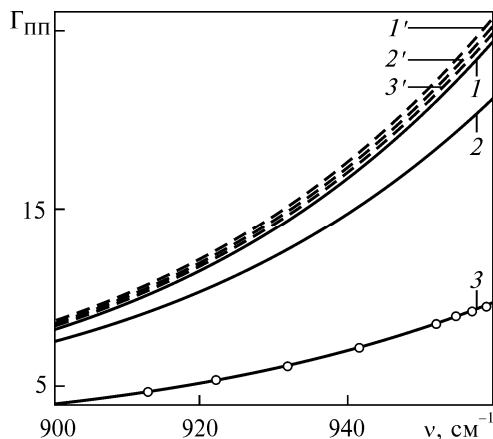
Рис. 4.14. Дисперсійні залежності монокристала 6H-SiC ($\Gamma_{\text{П}}$ та $\Gamma_{\text{ПП}}$ — ширина та коефіцієнт затухання ПП)

4.8. Затухання ПП монокристалів 6H-SiC у магнітному полі

Рис. 4.15. Залежності $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ ПП 6H-SiC:
1 — ПСЕ-3Б; 2 — SC-1; 3 — SC-2; 1'—3'
(зразок ПСЕ-3Б) — $H = 30, 65, 100$ кЕ

1'—3' — $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ для зразка ПСЕ-3Б у випадку впливу на нього магнітного поля $H = 30$ (1'), 65 (2'), 100 (3') кЕ, $\mathbf{H} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$.

Як бачимо з рис. 4.15, зі зростанням концентрації вільних носіїв заряду в монокристалах 6H-SiC коефіцієнт затухання ПП спадає. Обернена закономірність спостерігається за зростання магнітного поля, в якому розміщено досліджуваний напівпровідник.



ТАБЛИЦЯ 4.5

Ширина мінімуму в спектрі ППВВ $\Gamma_{\text{П}}$ та коефіцієнт затухання ПП $\Gamma_{\text{ПП}}$ 6H-SiC при $H = 0$ і 100 кЕ

$\varphi, ^\circ$	$H = 0$				$H = 100$ кЕ			
	$\nu_{\text{min}}, \text{cm}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\text{П}}, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{\text{ПП}}, \text{cm}^{-1}$	$\nu_{\text{min}}, \text{cm}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\text{П}}, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{\text{ПП}}, \text{cm}^{-1}$
$C \parallel X, K \parallel C, XY \parallel C$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 620 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 340 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 12 \text{ cm}^{-1}$)								
30	917	1,398	29	22	917	1,398	29	22
35	937	1,691	188	171	937	1,692	190	174
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 700 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 14 \text{ cm}^{-1}$)								
30	919	1,41	28	23	919	1,4	30	23
35	939	1,714	215	198	939	1,714	219	202
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 830 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 450 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 12 \text{ cm}^{-1}$)								
30	922	1,415	45	34	922	1,415	45,12	34
35	944	1,752	415	359	944	1,752	420,45	364
$C \parallel Y, K \perp C, XY \parallel C$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	945	1,425	274	180	945	1,42	296	180
35	963	1,594	—	437	963	1,59	—	473
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	954	1,445	380	237	954	1,594	402	245
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
50	984	1,51	594	543	984	1,515	470	436
$C \parallel Z, K \perp C, XY \perp C$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	933	1,41	134	97	933	1,41	139	115

Закінчення табл. 4.5

$\varphi, ^\circ$	$H = 0$				$H = 100 \text{ кЕ}$			
	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_{\Pi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_{\Pi\Pi}, \text{см}^{-1}$
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 0, \gamma_{p\parallel} = 0, \gamma_{f\perp,\parallel} = 0$)								
30	938	1,42	230	163	938	1,435	—	—
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 0, \gamma_{p\parallel} = 0, \gamma_{f\perp,\parallel} = 0$)								
30	946	1,34	157	94	946	1,35	—	204
35	956	1,39	252	165	956	1,43	—	—
50	958	1,4	327	203	958	1,46	—	—

4.9. Узагальнені результати

У цьому розділі продемонстровано можливість дослідження методом ППВВ впливу магнітного поля на властивості ПП 6H-SiC за різних конфігурацій $C \parallel X$, $K \parallel C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Y$, $K \perp C$, $XY \parallel C$; $C \parallel Z$, $K \perp C$, $XY \perp C$ та $\mathbf{H} \perp K$, $\mathbf{H} \parallel Y$, $K_x = K$, $K_{y,z} = 0$.

Експериментально досліджено ППФП в оптично-анізотропному сильно легованому 6H-SiC та встановлено їхні специфічні особливості, які не мають аналогів у ізотропних кристалах. Виявлено поверхневі хвилі змішаного плазмон-фононного типу, які виникають у легованих напівпровідникових кристалах. Досліджено дисперсію, затухання та концентраційні залежності для двох гілок плазмон-фононного спектра в 6H-SiC. Показано, що затухання ППФП не повністю визначаються об'ємними параметрами затухання кристала. Графічним методом визначено коефіцієнти затухання ПП 6H-SiC та встановлено чинники, які на них впливають.

Показано, що анізотропія ефективних мас вільних носіїв зарядів (електронів) та кристалічної ґратки в 6H-SiC зумовлює прояв нових гілок нерадіаційних поверхневих електромагнітних хвиль, що пов'язано з поверхневими плазмонами та поверхневими оптичними фононами. Встановлено, що для сильно легованого 6H-SiC за орієнтації $K \perp C$, $XY \perp C$ існує чотири дисперсійних гілки. Вперше встановлено, що ППФП 3-го типу проявляються при $\nu_{p\perp} \geq 350 \text{ см}^{-1}$, а 4-го типу — при $\nu_{p\perp} \geq 400 \text{ см}^{-1}$. Виявлено, що поверхневі плазмон-фононні поляритони 3- і 4-го типів існують в обмеженому інтервалі значень хвильового вектора. ППФП 3- і 4-го типів завжди знаходяться вище від низькочастотної та високочастотної гілок ППФП відповідно. У випадку збільшення концентрації електронів у 6H-SiC початок і кінець дисперсійних гілок 3- і 4-го типів зміщуються у високочастотний діапазон.

Зареєстровано спектри ППВВ ППФП 3- і 4-го типів для оптично-анізотропних одновісних кристалів. Показано можливість експериментального дослідження нових гілок змішаних ППФП, що у випадку оптично-ізотропних полярних напівпровідникових кристалів практично неможливо.

Розділ 5

ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ІЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ З ОДНОВІСНИМИ ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИМИ МОНОКРИСТАЛАМИ

5.1. Вступ

Оптичні методи дослідження фізичних властивостей напівпровідникових кристалів уже давно вважаються найінформативнішими й найкоректнішими порівняно з іншими фізичними методами досліджень. Це пов'язано, по-перше, із необхідністю детальнішого та всебічного вивчення властивостей матеріалів для з'ясування їх фізичних закономірностей і, по-друге, зі зростаючим значенням метрики напівпровідників під час розробки та виготовлення напівпровідникових матеріалів і приладів. Тому в останні роки значна увага приділяється удосконаленню існуючих і розробці нових методів дослідження напівпровідникових кристалів. Особливо інтенсивним є розвиток наукового напрямку оптика поверхні напівпровідників, який потребує подальшого вивчення ефектів взаємодії ІЧ-випромінювання з поверхнею напівпровідників та структур на їх основі. Дослідження поверхні напівпровідникових матеріалів неруйнівними методами спектроскопії зовнішнього відбивання та порушеного повного внутрішнього відбивання становлять не лише науковий, а й практичний інтерес щодо можливості визначення їхніх оптичних та електрофізичних властивостей, а також створення на їх базі модулаторів [1—11], що працюють в інфрачервоному діапазоні, розробки методів визначення оптичних та електрофізичних параметрів кристалів, напрямку орієнтації оптичної осі та контролю за станом напівпровідникових кристалів [12—46].

Все це ще раз засвідчує, що такий науковий напрям є безумовно актуальним і має практичне застосування в галузі мікро-, оптоелектроніки та обчислювальної техніки.

У цьому розділі розглянуто деякі можливості та приклади практичного застосування результатів досліджень, викладених вище. За наведеними результатами отримано патенти на винаходи в Україні та Росії [1, 3—5, 12, 14].

5.2. Оптико-механічний модулятор світлового потоку

Робота низки напівпровідникових пристроїв, що використовуються в хімічно- та радіаційно-активних середовищах за високих температур ($\approx 1000^\circ\text{C}$), пов'язана з модуляцією світлового потоку енергії. Тому, безперечно, актуальною і важливою є задача розробки модулаторів світлового потоку, які могли б тривалий час працювати в екстремальних умовах.

На сьогодні розробка пристроїв для модуляції електромагнітного випромінювання є одним із напрямів оптоелектроніки, які інтенсивно розвиваються, оскільки ці прилади широко використовують у різних галузях науки і техніки. Як такі модулятори зазвичай застосовують різні механічні пристрої й оптичні явища на базі широкозонних напівпровідників і діелектриків [9—11, 25, 26, 28, 30, 33—38]. Так, автори [10] вказують, що для модуляції світлового потоку оптико-механічний пристрій повинен містити тонкий металевий диск (з отвором у периферійній частині), який насаджено на вісь швидкісного двигуна. В плоскопаралельному резонаторі закріплено диск, що обертається. Диск встановлюють у фокальній площині двох лінз, що звужують товщину променя до часток міліметра, а в сферичному резонаторі — в точці, де товщина променя є найменшою. Однак нездатність модулювати світловий потік із густиною енергії понад 3 Вт/см^2 та великі втрати енергії світлового потоку внаслідок поглинання і розсіювання диском модулятора обмежують функціональні можливості способу.

У праці [10] детально описано інший оптико-механічний модулятор світлового потоку, що містить джерело світла, двигун, прикріплену до осі двигуна маточину, а також дві однакові секторні лопаті, які не жорстко пов'язані із маточиною і розвернуті під час роботи в протилежні боки. Модуляція електромагнітного випромінювання відбувається у випадку перекривання секторними лопатями світлового потоку за законом, що лінійно пов'язаний зі швидкістю обертання двигуна та відстанню від джерела до модульовального елемента. Проте через значні енергетичні втрати модулятора внаслідок розсіювання світлового потоку та нагрівання лопатей використання пристрою є ефективним лише для вивчення оптичних і піроелектричних властивостей сегнетокераміки та інших матеріалів, де необхідно керувати довжиною світлового імпульсу.

У [1, 5] показано можливість модуляції світлового потоку з використанням поверхневих плазмових збуджень на поверхні кристала за зміни концентрації вільних носіїв зарядів у приповерхневій області напівпровідника. Проте велика енергія керівного впливу, що затрачається на зміну концентрації вільних носіїв зарядів у напівпровідниковій пластині, та нездатність працювати в хімічно- та радіаційно-активних середовищах є головними недоліками цього способу.

У праці [11] описано оптико-механічний модулятор світлового потоку. На осі двигуна модулятора жорстко прикріплено оправу із призмою повного внутрішнього відбивання. Усі грані призми ретельно поліруються, а модульовальну грань призми покрито шаром алюмінію товщиною 2—3 мкм, що має високий коефіцієнт відбивання. Положення призми вибирають таким, щоб центр маси знаходився на осі обертання, а відцентрові сили, що діють на призму, були б незначними. Модуляція світлового потоку інфрачервоного діапазону відбувається під час обертання призми з великою швидкістю, що призводить до модуляції інтенсивності світлового потоку. Описаному оптико-механічному модулятору порівняно з проаналізованими властива низка переваг, головними з яких є коефіцієнт модуляції $\approx 60\%$, стійкість до впливу світлових потоків із густиною енергії до 10 Вт/см^2 , здатність працювати в температурних режимах від -50 до $+400^\circ\text{C}$. Ці пристрої не набули широкого використання через низь-

кий коефіцієнт корисної дії та енергетичні втрати понад 60 % світлового потоку, що падає; крім того, скло, з якого виготовлено призму, поглинає значну частину інфрачервоного електромагнітного випромінювання, а частина енергії розсіюється кристалом. Призму модулятора виготовлено зі скла типу К-8, яке за характеристиками не забезпечує хімічну, радіаційну та термічну інертності. Низька температура плавлення (800 °С), хімічна та радіаційна нестійкості не дають змоги модулювати світловий потік із густиною енергії більше ніж 10 Вт/см² у нормальних умовах та з сильними хімічним і радіаційним впливами. Конструкція таких модуляторів потребує ретельного виготовлення, складання та періодичного балансування призми, яка обертається разом із віссю двигуна. Розбалансування особливо шкідливе під час роботи модулятора на великих частотах обертання. Наслідком є зменшення часового проміжку роботи підшипників, що в свою чергу спричиняє руйнування системи в цілому. Особливо різко збільшується вібрація та шуми двигуна. В описаного модулятора складні конструкція та виготовлення, великі габаритні характеристики та висока собівартість виготовлення.

З метою зменшення енергетичних втрат і збільшення потужності світлового потоку, спрощення конструкції та розширення його функціональних можливостей автори [3] поставили задачу розробити оптико-механічний пристрій для модуляції електромагнітного випромінювання з використанням оптичних властивостей оптично-анізотропних монокристалів.

Розглянемо особливості запропонованого методу [3].

Відомо велику кількість анізотропних полярних монокристалів (наприклад, Al₂O₃, 6Н-SiC, TiO₂ та ін.), для яких характерна оптична анізотропія коефіцієнтів відбивання за різних орієнтацій електричного вектора **E** і оптичної осі монокристала *C* [17, 18, 29, 39—43]. У таких монокристалів високі температура плавлення (1900 °С для 6Н-SiC і 2200 °С для Al₂O₃), механічна твердість (за Моссом 9), хімічна та радіаційна стійкості, що підвищують променеву стійкість пристроїв, а також довговічність і здатність працювати в екстремальних умовах.

Спектри відбивання таких полярних одновісних анізотропних монокристалів досліджували у працях [17, 18, 24, 26, 39, 43, 47, 48]. У [26] показано, що в спектрах відбивання існує область, де коефіцієнт відбивання *R*(ν) більший за 90 %, яку називають діапазоном «залишкових променів». Вона знаходиться між частотами поперечного ν_Т та поздовжнього ν_Л оптичних фононів і зумовлена дипольними коливаннями кристалічної ґратки. Однією із найхарактерніших особливостей оптично-анізотропної кристалічної ґратки є відмінність в абсолютних значеннях діелектричної проникності ε для різних напрямків [17, 31, 32]. Діелектрична проникність кристала являє собою симетричний тензор другого рангу, який описується матрицею

$$\varepsilon = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{22} \end{vmatrix}. \quad (5.1)$$

Матриця (5.1) пов'язана з характеристичною поверхнею другого порядку, яка є еліпсоїдом:

$$\frac{x^2}{\epsilon_{11}} + \frac{y^2}{\epsilon_{22}} + \frac{z^2}{\epsilon_{33}} = 1. \quad (5.2)$$

Із рівняння (5.2) бачимо, що перетин еліпсоїда має форму круга. Фізично це означає рівність показників заломлення в точці перетину, а отже, і фазових швидкостей поширення електромагнітного випромінювання в напрямках, що лежать у площині кругового перетину еліпсоїда. Всі інші точки монокристалу є оптично-анізотропними. Лінію, перпендикулярну до кругового перетину еліпсоїда показника заломлення, називають оптичною віссю монокристалу. Якщо на оптично-анізотропний монокристал спрямувати пучок світла, то він розділиться на два промені: звичайний і незвичайний, паралельний променю, який падає, і поляризований за двома взаємно перпендикулярними напрямками. Винятком є промінь, паралельний оптичній осі монокристалу, і в цьому випадку розділення не відбувається [38].

Із анізотропією діелектричної проникності монокристалу пов'язана анізотропія показника заломлення; фазові швидкості електромагнітного випромінювання в монокристалі будуть різними залежно від напрямку поширення та орієнтації площини поляризації. Таким чином, будуть різними і коефіцієнти відбивання за зміни орієнтації оптичної осі монокристалу C і напрямку електричного вектора E .

Показник заломлення на частоті ν_{\min} для звичайного і незвичайного променів пов'язаний із діелектричною проникністю монокристалу співвідношенням Максвелла: $n(\nu_{\min}) = [\epsilon(\nu_{\min})]^{1/2}$. Вигляд дисперсійного рівняння для одновісного оптично-анізотропного монокристалу за умови $\nu_T \gg \gamma_f$ для $E \perp C$ і $E \parallel C$ наведено в праці [17 (1.33)]. У випадку зростання частоти від 0 до ν_T $\epsilon(\nu)$ монотонно збільшується від $[\epsilon(0)]^{1/2}$ до нескінченності на частоті ν_T . Щойно ν перевищить ν_T , відбудеться стрибок значення $\epsilon(\nu)$ від $+\infty$ до $-\infty$ і його від'ємне значення зберігатиметься за подальшого зростання частоти від ν_T до ν_{\max} , яка задовольняє умову

$$\epsilon(\nu) = 0. \quad (5.3)$$

Використавши рівняння (1.33) [17] та співвідношення Ліддена—Сакса—Теллера (1.3), рівність (5.3) запишемо так:

$$\epsilon(\nu_{\max}) = \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\nu_L^2 - \nu_T^2}{\nu_{\max}^2 - \nu_T^2} \right) = 0. \quad (5.4)$$

У діапазоні частот ν_T — ν_L показник заломлення $n(\nu)$ є чисто уявною величиною, а отже, коефіцієнт відбивання в разі падіння електромагнітного випромінювання перпендикулярно до поверхні монокристалу визначається рівнянням (1.10) і його значення $\approx 100\%$, тобто монокристал за таких частот майже повністю відбиває електромагнітне випромінювання, що падає на нього.

За подальшого зростання частоти від ν_L до ν_{\min} коефіцієнт відбивання зменшується від максимального значення до 0. Частоту мінімуму обчислюють з умови

$$\varepsilon(\nu_{\min}) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{1 - (\nu_{\min} - \nu_T)^2}, \quad (5.5)$$

де $\nu_{\min} = \nu_T [(\varepsilon_0 - 1)/(\varepsilon_{\infty} - 1)]^{1/2}$.

Для кожного полярного монокристала значення частоти мінімуму є сталим і належить до інфрачервоного діапазону, що зручно для реєстрації експериментальних спектрів ІЧ-відбивання з високою точністю.

Спектр відбивання $R(\nu)$ таких монокристалів залежить від розміщення оптичної осі монокристала C та орієнтації електричного вектора E . Підставляючи значення параметрів кристалічної ґратки за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$ у рівняння (5.5), одержимо дві частоти ($\nu_{\min\perp}$ і $\nu_{\min\parallel}$), на яких коефіцієнт відбивання має мінімальне значення. Частоти $\nu_{\min\perp}$ і $\nu_{\min\parallel}$ значно відрізняються одна від одної, причому для випадку $\nu_{L\perp} < \nu_{L\parallel}$ завжди $\nu_{\min\perp} < \nu_{\min\parallel}$. Результати досліджень свідчать, що спектри відбивання $R(\nu)$ для Al_2O_3 , 6H-SiC, ZnO та ін. за орієнтації $E \perp C$ зміщені відносно $E \parallel C$ у високочастотний діапазон. Крім того, смуга «залишкових променів» для Al_2O_3 при $E \parallel C$ зміщена у високочастотний діапазон відносно $E \perp C$ на 150 см^{-1} , а для 6H-SiC та ZnO відповідно на 9 і 32 см^{-1} . Одержані дані узгоджуються з теоретико-груповим розрахунком. Якщо при $E \perp C$ на частоті $\nu_{T\perp}$ із околу мінімуму «залишкових променів» коефіцієнт відбивання $R(\nu_{T\perp}) \approx 0$, то для орієнтації $E \parallel C$ на цій частоті $R(\nu_{T\perp}) > 90 \%$.

Таким чином, змінюючи напрямок орієнтації оптичної осі монокристала поворотом оптично-анізотропного полярного монокристала на 90° , можна здійснити амплітудну модуляцію електромагнітного випромінювання за рахунок зміни інтенсивності коефіцієнта відбивання у діапазоні «залишкових променів».

Зменшення енергетичних втрат світлового потоку порівняно з наведеними в [див., наприклад, 1, 2, 5, 11, 28, 36, 38] модуляторами світлового потоку відбувається внаслідок обертання оптично-анізотропного полярного монокристала, що жорстко закріплений в оправі на осі двигуна. Через кожну чверть повороту змінюється коефіцієнт відбивання від мінімального до максимального значення (амплітудна модуляція), тоді як у [11] модуляція відбувається через 360° . Як бачимо, частота модуляції запропонованого пристрою є вищою, а енергетичні втрати меншими в чотири рази, ніж наведені в праці [11].

Конструкція та технологія виготовлення модулювального елемента в [11] є складними. Призму виготовляють зі скла К-8, усі її грані повинні бути оброблені методом глибокого алмазного полірування для збільшення стійкості до світлового потоку. Під час виготовлення призми необхідно забезпечити мінімальну ширину фаски із боку прямого кута. Для одержання коефіцієнта відбивання $70\text{—}75 \%$ на ретельно відполіровану поверхню, що знаходиться за фаскою, необхідно нанести шар алюмінію товщиною $2\text{—}5 \text{ мкм}$.

У праці [3] замість призми було закріплено одновісний оптично-анізотропний полярний монокристал з необхідною і достатньою умовами, щоб

тільки одна поверхня, в якій розміщена оптична вісь кристала, була плоскою. Всі наведені елементи, які потребують такої ретельної обробки, в запропонованому оптико-механічному модуляторі відсутні. Крім того, в [11] коефіцієнт відбивання відполірованої грані призми, покритої шаром алюмінію, на початок роботи модулятора не перевищує 75 %. Під час роботи його якість погіршується через вплив інфрачервоного випромінювання на тонкий шар алюмінію та механічні пошкодження.

Запропонований оптико-механічний модулятор може тривалий час здійснювати модуляцію потужного світлового потоку з густиною енергії до 45 Вт/см^2 у хімічно- та радіаційно-активних середовищах, що розширює його функціональні можливості: модулятор можна використовувати у галузях виміральної техніки, пов'язаної з хімічно- та радіаційно-активними середовищами за температур до 1000°C .

Отже, до переваг запропонованого оптико-механічного модулятора належать збільшення коефіцієнта модуляції (90 %), значно менші енергетичні втрати (10—15 %), простота та мала собівартість конструкції, можливість модулювати потужні світлові потоки з густиною енергії до 45 Вт/см^2 за нормальних умов і температур до 1000°C у хімічно- та радіаційно-активних середовищах. Такі переваги запропонованого оптико-механічного модулятора роблять його зручним та доступним для широкого використання.

Як модулювальний елемент розглянемо монокристали лейкосапфіру (Al_2O_3). Al_2O_3 — одновісний, оптично-анізотропний полярний діелектрик, ділянка «залишкових променів» якого знаходиться в діапазоні $350\text{—}1200 \text{ см}^{-1}$. Для монокристалів лейкосапфіру коефіцієнт відбивання в околі мінімуму «залишкових променів» $900\text{—}1050 \text{ см}^{-1}$ за орієнтації $E \perp C$ дорівнює нулю. Для орієнтації $E \parallel C$ значення коефіцієнта відбивання у цьому діапазоні є максимальним (93 %).

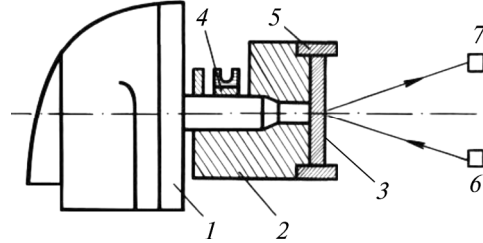
Модуляцію світлового потоку проводили запропонованим оптико-механічним модулятором з використанням CO_2 -лазера за температури $T = 300 \text{ K}$ та асинхронного трифазного двигуна ABC-1000/2A (I) зі швидкістю обертання 60000 об/хв і приймача з Ge(Au).

На рис. 5.1 подано блок-схему оптико-механічного модулятора. У разі електричного розряду в робочій суміші CO_2 -лазера збуджуються коливально-обертові переходи в діапазоні $900\text{—}1100 \text{ см}^{-1}$. Залежно від положення дзеркал можна генерувати електромагнітне випромінювання на будь-якій частоті з такого діапазону. Використано частоту 952 см^{-1} ($10,6 \text{ мкм}$), на якій між переходами відбувається генерація електромагнітного випромінювання. Як елемент для модуляції взято монокристал лейкосапфіру (зразки типу АО-2), вирощений методом Вернейля, який вирізали алмазним диском так, щоб оптична вісь була розміщена в площині, паралельній поверхні кристала. Після механічної обробки однієї зі сторін монокристал лейкосапфіру набув форми круга діаметром 30 мм і товщиною 4 мм . Для кріплення кристала Al_2O_3 3 в оправу 2 застосовували клей ЕДС-8. Оправу 2 жорстко кріпили до осі двигуна хомутиком 4. Елемент 3 для модуляції розміщено в оправі перпендикулярно до осі обертання двигуна.

5.2. Оптико-механічний модулятор світлового потоку

Рис. 5.1. Блок-схема оптико-механічного модулятора:

1 — двигун ABC-1000/2A; 2 — оправа; 3 — монокристал Al_2O_3 ; 4 — хомутик; 5 — затискач; 6, 7 — джерело та приймач електромагнітного випромінювання



Діелектричну проникність лейкосапфіру $\epsilon(\nu)$ визначали з дисперсійного аналізу експериментальних спектрів відбивання Al_2O_3 (рис. 5.2, точки), одержаних у поляризованому світлі з коефіцієнтом поляризації 0,98.

Розрахункові значення $\epsilon(\nu)$ визначали із рівняння (1.33) з [17] з урахуванням того, що Al_2O_3 має чотири осцилятори:

$$\epsilon(\nu) = \epsilon_\infty + \frac{\sum_{i=1}^4 \Delta\epsilon_i \nu_{Ti}^2}{\nu_{Ti}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{fi}}, \quad (5.6)$$

де $\epsilon_\infty = 3,2$ — високочастотна діелектрична проникність Al_2O_3 ; $\Delta\epsilon_i$ — сила i -го осцилятора за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$; ν_{Ti} , γ_{fi} — частота і коефіцієнт затухання поперечного оптичного фонуна i -го осцилятора за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$.

На рис. 5.2 (лінії) наведено спектр відбивання $R(\nu)$ монокристала лейкосапфіру за орієнтацій $E \perp C$ (крива 3) і $E \parallel C$ (крива 4) у смужі «залишкових променів» Al_2O_3 ($350\text{—}1200\text{ см}^{-1}$). Розрахунок проведено за підстановки $\epsilon(\nu)$ із рівняння (5.6) у формулу (1.10) з використанням параметрів осциляторів з табл. 5.1.

Проаналізувавши криві 3 і 4, отримали, що оптична анізотропія Al_2O_3 проявляється в ділянці «залишкових променів» на частотах $300\text{—}650$ і $800\text{—}1200\text{ см}^{-1}$. У діапазоні $800\text{—}1150\text{ см}^{-1}$ за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$ значення коефіцієнта відбивання змінюється від 96 % до 0.

Частоту мінімуму в смужі «залишкових променів» лейкосапфіру одержано в ході розв'язування рівняння (5.5) із використанням співвідношення (5.6) і даних табл. 5.1. Для орієнтації $E \perp C$ $\nu_{\min\perp} = 970\text{ см}^{-1}$ при $R_\perp(\nu_{\min\perp}) = 2 \cdot 10^{-5}$, а

для $E \parallel C$ $\nu_{\min\parallel} = 1136\text{ см}^{-1}$ при $R_\parallel(\nu_{\min\parallel}) = 4 \cdot 10^{-5}$. Коефіцієнт відбивання на частоті модуляції $\nu_T = 952\text{ см}^{-1}$ ($10,6\text{ мкм}$) для орієнтації $E \perp C$ $R_\perp(\nu_T) = 0,002$, а для $E \parallel C$ $R_\parallel(\nu_T) = 0,93$.

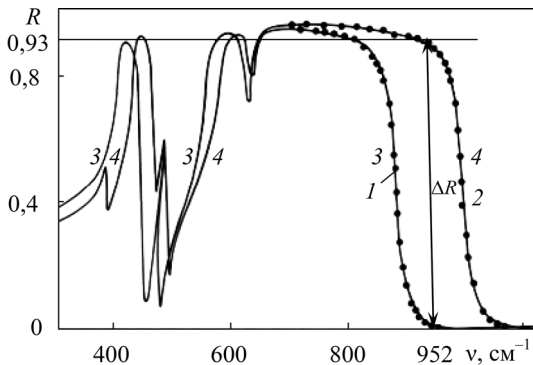


Рис. 5.2. Спектри $R(\nu)$ у ділянці «залишкових променів» Al_2O_3 :

точки 1, 2 — експериментальні дані при $E \perp C$ і $E \parallel C$; лінії 3, 4 — розрахункові дані за даними табл. 5.1 при $E \perp C$ і $E \parallel C$

ТАБЛИЦЯ 5.1

Об'ємні параметри Al_2O_3

$\nu_{Ti}, \text{см}^{-1}$		$\Delta\epsilon_i, \text{см}^{-1}$		γ_{fi}/ν_{Ti}	
$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$	$E \perp C$	$E \parallel C$
384,5	408,4	0,21	3,610	0,0152	0,0153
442,1	484,1	2,83	0,305	0,0103	0,0101
571,3	583,5	3,15	4,210	0,204	0,0203
634,2	638,7	0,21	0,213	0,200	0,0202

Експериментальні спектри відбивання лейкосапфіру за орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$ зареєстровано за допомогою спектрофотометра SPECORD-M80 та приставки для вимірювання коефіцієнта відбивання ПО-M80/85 за методикою, описаною в [49]. Для одержання абсолютних значень коефіцієнтів відбивання як еталонне дзеркало використано монокристали карбіду кремнію (політип 6Н) з концентрацією $5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. На рис. 5.2 бачимо, що в діапазоні $700\text{—}1200 \text{см}^{-1}$ розрахункові криві (лінії 3, 4) і експериментальні точки (1 — для $E \perp C$; 2 — для $E \parallel C$) є взаємоузгодженими із точністю 1—2 % (зразок АО-2). Збіг теоретичних і експериментальних даних підтверджує достовірність розробленої багатоосциляторної математичної моделі для одновісних оптично-анізотропних монокристалів.

Із описаних спектрів відбивання бачимо, що за зміни поляризації електромагнітного випромінювання, що падає на поверхню оптично-анізотропного полярного монокристала, або в разі повороту монокристала на 90° , можна здійснити амплітудну модуляцію світлового потоку.

Для здійснення амплітудної модуляції поверхню монокристала Al_2O_3 (див. рис. 5.1) з коефіцієнтом відбивання в діапазоні «залишкових променів» $R(\nu) = 0,96$ жорстко закріплювали в оправу 2 плоскою поверхнею до джерела 6 і приймача 7 світлового потоку. Оптична вісь монокристала Al_2O_3 знаходиться в площині обертання. Лазер і монокристал Al_2O_3 розміщували так, щоб площина коливань електричного вектора E поляризованої світлової хвилі була перпендикулярною до поверхні монокристала (p -поляризація).

Випромінювання лазера з довжиною хвилі $10,6 \text{мкм}$ і з густиною енергії 45Вт/см^2 електромагнітного випромінювання спрямовували на монокристал лейкосапфіру, що обертався зі швидкістю 60000об/хв . На частоті 952см^{-1} $R(\nu_{\min}) = 0,002$ при $E \parallel C$. У разі повороту кристала на 90° (s -поляризація) значення коефіцієнта відбивання на такій частоті буде максимальним — $0,93$ при $E \perp C$. Із простих підрахунків бачимо, що коефіцієнт модуляції перевищуватиме 90 %, а частота модуляції буде більшою в чотири рази, ніж наведена в [11]. Промодульоване електромагнітне випромінювання реєстрували приймачем із Ge(Au), за його допомогою фіксували також амплітуду промодульованого світлового потоку.

Як модулювальний елемент під час досліджень використано монокристали карбіду кремнію (політип 6Н). Карбід кремнію, як було показано в розд. 3, 4, є єдиним бінарним з'єднанням кремнію і вуглецю, що існує в твердій фазі.

Рис. 5.3. Спектри $R(\nu)$ 6H-SiC:
точки 1, 2 — експериментальні дані при
 $E \perp C$ і $E \parallel C$; лінії 3, 4 — розрахункові дані
при $E \perp C$ і $E \parallel C$

У ґратці карбіду кремнію хімічне з'єднання кремнію й вуглецю характеризується сильним іонно-ковалентним зв'язком, що надає йому рідкісних фізико-хімічних властивостей: високу температуру плавлення, механічну, радіаційну та хімічну стійкості та ін.

Використані монокристали 6H-SiC (зразок типу ОЗ-2Р) вирощено із парової фази та оброблено за методикою, описаною вище для Al_2O_3 . Оптична вісь 6H-SiC розміщена в площині обертання монокристалу.

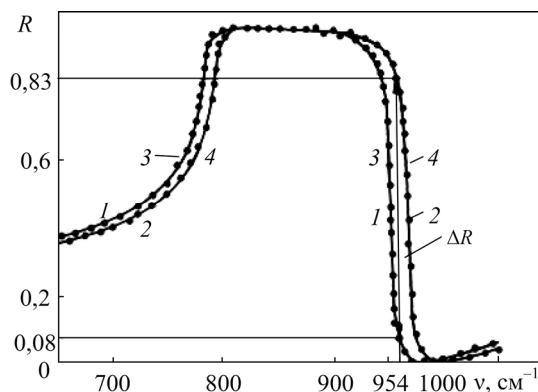
На рис. 5.3 наведено експериментальні (точки 1, 2) та розрахункові (лінії 3, 4) спектри ІЧ-відбивання для нелегованого карбіду кремнію (концентрація електронів у зоні провідності $n_0 < 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Експериментальні спектри ІЧ-відбивання 6H-SiC зареєстровано в діапазоні «залишкових променів» 600—1100 см^{-1} за допомогою спектрофотометра SPECORD-M80 за взаємно перпендикулярних орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$. Залежності коефіцієнта відбивання від частоти ІЧ-випромінювання за ортогональних орієнтацій $E \perp C$ (крива 4) і $E \parallel C$ (крива 3) розраховано за рівнянням (1.10) та одержаними раніше об'ємними параметрами для 6H-SiC [40].

Результати дисперсійного аналізу спектрів відбивання свідчать, що розрахункова крива 3 та експериментальні точки 1 і крива 2 та точки 2 збігаються (зразок типу ОЗ-2Р) з точністю 1 % (рис. 5.3). Окіл мінімуму «залишкових променів» 6H-SiC знаходиться в діапазоні 900—1050 см^{-1} .

Модуляція електромагнітного випромінювання здійснювалася на частоті 954 см^{-1} (10,48 мкм). За орієнтації $E \parallel C$ на частоті модуляції коефіцієнт відбивання 6H-SiC $R(\nu_T) = 0,08$, а при $E \perp C$ $R(\nu_T) = 0,83$. Із простих розрахунків видно, що коефіцієнт модуляції сягає 75 %, а частота модуляції та енергетичні втрати в чотири рази менші, ніж наведені в [11].

Отже, порівнюючи параметри одновісних оптично-анізотропних полярних монокристалів, можна зробити висновок, що монокристали лейкоапіфіру на відміну від інших монокристалів (6H-SiC, ZnO, TiO_2 та ін.) дають змогу модулювати світловий потік у широкому частотному діапазоні за коефіцієнта модуляції понад 90 %.

Запропонованим оптико-механічним модулятором можна модулювати електромагнітне випромінювання серійних CO_2 -лазерів. Із одержаних експериментальних значень бачимо, що в запропонованому винаході для досягнення 90 % модуляції необхідно повернути кристал на 90°, тоді як у відомих оптико-механічних модуляторах для досягнення 60 % коефіцієнта модуляції на тій самій довжині хвилі необхідно повернути призму на 360°, тому втрати



енергії є в чотири рази меншими, а частота модуляції в запропонованому пристрої — в чотири рази більшою, ніж наведені в [11]. Конструкція та використання такого пристрою модуляції прості, ним забезпечуються великі коефіцієнти модуляції (більше 90 %) потужного світлового потоку з густиною енергії до 45 Вт/см^2 . Він має велику швидкість дії, не потребує унікального обладнання і його можна широко використовувати в радіо-, фото-, пірометрії, космічній техніці та інших галузях вимірювальної техніки, пов'язаної з модуляцією світлового потоку енергії.

5.3. Визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних напівпровідникових матеріалах

Нині значна увага приділяється розробці нових методів визначення електрофізичних властивостей напівпровідникових матеріалів.

Відомо низку оптичних методів визначення концентрації носіїв зарядів у напівпровідникових матеріалах [39, 41—43, 45]. У працях [19, 22] концентрацію носіїв заряду визначали з використанням методу порушеного повного внутрішнього відбивання. На досліджуваний кристал накладають призму ППВВ з того самого матеріалу, що й кристал, але зі значно меншою концентрацією носіїв заряду. На бокову поверхню призми спрямовують випромінювання, що аналізує, і вимірюють коефіцієнт відбивання від межі поділу призми ППВВ—досліджуваний зразок. Підставляючи експериментально знайдені значення коефіцієнта відбивання у формули з праці [19], визначають концентрацію та рухливість носіїв заряду в напівпровідникових матеріалах.

Чутливість і точність цього методу низькі через вимірювання концентрації носіїв заряду за спектром ППВВ в області, вищій від частоти плазмових коливань, де діелектрична проникність кристала є додатною. Необхідність виготовлення в кожному конкретному випадку спеціальної призми та забезпечення відповідного оптичного контакту між призмою та зразком ускладнюють експеримент і збільшують час отримання кінцевих результатів, обмежують можливість застосування та знижують універсальність способу.

У праці [22] запропоновано метод визначення концентрації носіїв заряду, коли сигнал ППВВ вимірюють в інтервалі довжин хвиль плазмового поверхневого поляритона досліджуваного кристала (зразка). Між зразком і призмою в розглядуваному інтервалі довжин хвиль створюють оптично-неактивний діелектричний зазор такої товщини, в разі зміни якої положення мінімуму сигналу за частотою та його форма не змінюються, і визначають частоту мінімуму сигналу ППВВ, яка дорівнює частоті плазмового поверхневого поляритона. Концентрацію носіїв заряду визначають за запропонованими формулами. До недоліків цього методу можна віднести залежність положення і форми спектра ППВВ від стану поверхні та структури порушеного приповерхневого шару кристала (його товщини, деформацій, розриву зв'язків та ін.); збільшення напівширини мінімуму спектра ППВВ за рахунок розходження світлового пучка в напівциліндрі, особливо у випадку, коли концентрація носіїв зарядів більша за 10^{18} см^{-3} (крута ділянка дисперсійної кривої); низьку чутливість і

5.3. Визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних...

точність, зумовлену викривленням спектрів ППВВ внаслідок впливу об'ємних параметрів досліджуваного кристала.

У праці [28] запропоновано метод вимірювання концентрації носіїв заряду в напівпровідникових матеріалах, що базується на явищі плазмового резонансу носіїв заряду, який полягає у вимірюванні спектрів інфрачервоного відбивання в інтервалі довжин хвиль плазмового резонансу. За експериментальною кривою визначають довжину хвилі плазмового резонансу і, використовуючи графіки залежності концентрації носіїв заряду від довжини хвилі плазмового резонансу, знаходять концентрацію носіїв заряду. Цей метод зручний, оскільки дає змогу вимірювати концентрації носіїв заряду в діапазоні від $5 \cdot 10^{18}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ з точністю не більше ніж 20 % навіть за грубої шліфовки матеріалу, що зручно на ранній стадії виробництва, коли необхідно визначити межі концентраційного діапазону. Однак цьому методу притаманна низка недоліків, головним з яких є недостатня чутливість, оскільки за концентрацій носіїв зарядів, менших ніж 10^{17} см^{-3} , плазмовий мінімум знаходиться в інтервалі міліметрових або сантиметрових довжин хвиль випромінювання і частина спектра сильно розширюється в області плазмового резонансу. Спектральне положення мінімуму коефіцієнта відбивання в області плазмового резонансу визначається не лише концентрацією та рухливістю носіїв заряду, а й їх ефективною масою та діелектричною проникністю, що знижує точність вимірювання. Крім того, цей спосіб можна застосовувати не до всіх напівпровідників, оскільки у випадку полярних напівпровідників (наприклад, ZnO , 6H-SiC , ZnP_2 , CdP_2 та ін.) в області плазмового резонансу проявляється смуга «залишкових променів», коли коефіцієнт відбивання в широкому діапазоні частот різко змінюється від значень, близьких до одиниці, до значень, близьких до нуля, що суттєво знижує точність вимірювання довжини хвилі плазмового резонансу.

Автори [12] запропонували метод вимірювання концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних напівпровідникових матеріалах, для якого відсутні наведені недоліки [12, 13]. Метод характеризується високою чутливістю і точністю, спрощенням експерименту та зменшенням часу отримання кінцевих результатів.

Розглянемо особливості запропонованого методу.

Відомо широкий клас полярних напівпровідникових кристалів. До них належить більшість подвійних і потрійних напівпровідникових сполук, у яких проявляється значна частка (понад 10 %) іонного хімічного зв'язку. Для таких полярних напівпровідників є ділянка в спектрі ІЧ-відбивання, яку називають діапазоном «залишкових променів». Як було показано, така ділянка знаходиться між частотами поперечного та поздовжнього оптичних фононів і характеризується високим коефіцієнтом відбивання, який зумовлено дипольними коливаннями ґратки.

Для променя, що падає перпендикулярно до поверхні полярного напівпровідника, коефіцієнт відбивання визначається формулою (1.10), яка враховує наявність концентрації та рухливості носіїв заряду в полярному напівпровіднику. Залежність діелектричної проникності від частоти $\varepsilon(\nu)$ в області плаз-

мон-фононної взаємодії з адитивним урахуванням коефіцієнтів затухання фононної та плазмової підсистем при $E \perp C$ і $E \parallel C$ можна подати рівнянням (1.9), де

$$v_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 q^2}{m^* \epsilon_\infty}}, \quad \gamma_p = \frac{q}{m^* \mu_L}.$$

Тут μ_L — рухливість заряду; q — заряд електрона.

Розглянемо, як змінюється $R(v)$ при $v_T \gg \gamma_f$ під час сканування за частотою. В разі зростання частоти v від 0 до v_T показник заломлення $n(v) = \sqrt{\epsilon(v)}$ зростає від $\sqrt{\epsilon(v)}$ до нескінченності. З огляду на підстановку $\sqrt{\epsilon(v)}$ у формулу (1.10) коефіцієнт відбивання буде збільшуватись і на частоті v_{\max} набуде максимального значення. Щойно v перевищить v_{\max} , відбудеться стрибок значення $\epsilon(v)$ від $+\infty$ до $-\infty$ і його від'ємне значення зберігатиметься за подальшого зростання частоти від v_0 до v , яка задовольняє рівняння (1.9) у разі виконання умови (5.3).

Використовуючи співвідношення Ліддена—Сакса—Теллера, рівняння (1.9) з урахуванням (5.3) запишемо у вигляді

$$\epsilon(v_{\max}) = \epsilon_\infty \frac{1 - (v_L^2 - v_T^2)}{v_{\max}^2 - v_T^2} = 0. \quad (5.7)$$

У діапазоні частот v_T — v_L показник заломлення є чисто уявною величиною, а отже, коефіцієнт нормального відбивання становить 100 %, тобто кристал за таких частот повністю відбиває світло, що падає на нього. За подальшого зростання частоти від v_L до v_{\min} коефіцієнт відбивання зменшується від 100 % до 0. Частоту мінімуму обчислюють з умови (5.5) так:

$$v_1 = v_{\min} = v_T \sqrt{\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_\infty - 1}}. \quad (5.8)$$

Вона не залежить від концентрації та рухливості носіїв зарядів і визначається лише параметрами кристалічної ґратки. Для кожного полярного напівпровідника значення v_{\min} є сталим і належить до ІЧ-діапазону, що зручно під час ресстрації експериментальних спектрів ІЧ-відбивання з високою точністю. Друга частота визначається з умови існування різкої відмінності між показниками заломлення або поглинання на частотах v_1 та v_2 , що збільшує точність та однозначність визначення концентрації і рухливості носіїв зарядів. Для полярних напівпровідників частоту v_2 знаходять із рівняння

$$v_2 = v_{\min} - 10 \frac{v_{L\perp}}{v_{L\parallel}}. \quad (5.9)$$

Підвищення чутливості способу до зміни концентрації та рухливості носіїв заряду і точності їх визначення зумовлене малим значенням коефіцієнта

5.3. Визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних...

відбивання в околі мінімуму «залишкових променів» спектра відбивання. З огляду на малий коефіцієнт відбивання можна використовувати значні інтенсивності випромінювання, що падає на кристал. Незначні зміни концентрації носіїв зарядів у приповерхневій зоні спричиняють значні зміни коефіцієнта відбивання $\Delta R(v)$ та відносного коефіцієнта відбивання $\Delta R(v)/R(v)$.

Спрощення методу реєстрації концентрації носіїв зарядів у полярних напівпровідниках досягається внаслідок того, що в широкому діапазоні концентрацій носіїв зарядів (10^{16} — 10^{20} см⁻³) частота мінімуму в ділянці «залишкових променів» вища за частоту мінімуму плазмового резонансу, і реєстрація спектра відбивання в області плазмового резонансу не потрібна.

Вимірювання спектрів відбивання в околі мінімуму «залишкових променів» дають змогу використовувати стандартні промислові прилади без їх модернізації (заміни призм, виготовлення елементів ППВВ тощо). Це розширює можливості застосування способу, спрощує його і робить універсальним. Зменшення часу одержання кінцевих результатів досягається внаслідок використання простіших порівняно з наведеними в праці [45] формул для визначення концентрації та рухливості носіїв заряду, оскільки в [45] концентрацію і рухливість визначають, розв'язуючи складні трансцендентні рівняння для отримання відповідних залежностей. В такому винаході вимірюється лише коефіцієнт відбивання полярного кристала.

Запропонованим методом можна виміряти концентрації та рухливості носіїв заряду в широкому діапазоні концентрацій і температур. Крім того, це можна виконати дистанційно.

Схема досліду з вимірювання концентрації та рухливості носіїв заряду в зоні біля поверхні полярного кристала є досить простою і потребує наявності плоскої поверхні кристала товщиною, значно більшою від довжини хвилі випромінювання. Найпростішим експериментом є вимірювання сигналу відбивання за нормального падіння променя на плоску поверхню полярного кристала. Для ізотропних кристалів немає потреби використовувати поляризатор, для одновісних кристалів можна застосовувати неполяризоване випромінювання за орієнтації поверхні нормально до оптичної осі C кристала. За анізотропної ефективної маси носіїв зарядів спектр відбивання вимірюють з поляризатором за орієнтацій електричного вектора $E \perp C$ і $E \parallel C$. Вибір частоти випромінювання спрощено на підставі попередньої оцінки положення мінімуму в діапазоні «залишкових променів» за формулою (5.5) для досліджуваного полярного кристала.

Для визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів коефіцієнт відбивання $R(v)$ вимірюють на частотах v_1 і v_2 .

Значення $R(v_1)$ та $R(v_2)$ підставляють у формулу (1.10) і отримують два рівняння з двома невідомими (всі інші параметри відомі), що дає змогу однозначно визначити за допомогою ЕОМ концентрацію та рухливість носіїв заряду. Точність визначення v_p і γ_p на порядок вища, ніж наведена в [17, 45]. Цей метод є простим, оскільки необхідно виміряти лише два значення $R(v)$ на заздалегідь відомих частотах (сталих для даного полярного напівпровідника), точність визначення n_0 і μ_L в описаному методі залежить лише від точності

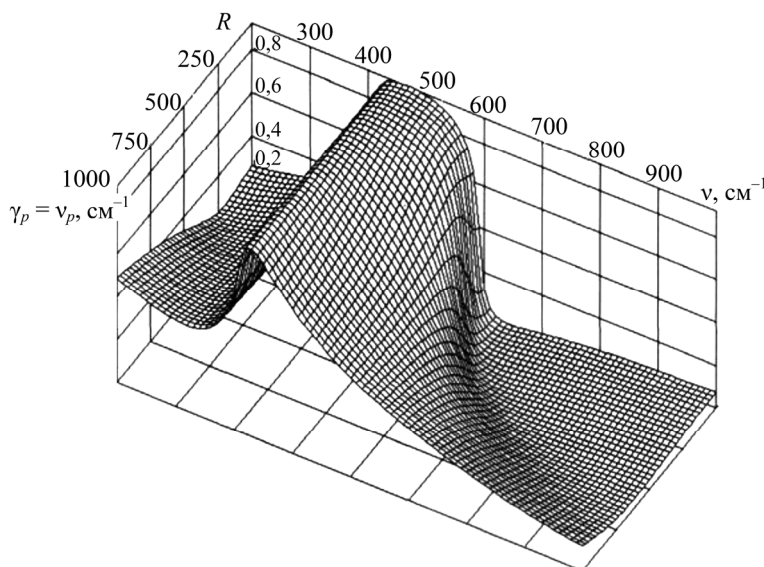


Рис. 5.4. Поверхня відбивання $R(\nu, \nu_p)$ ZnO при $E \perp C$:
 $\gamma_{f\perp} = 11 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = \nu_{p\perp}$, $\nu_{p\perp} = 1\text{—}1000 \text{ см}^{-1}$, крок 50 см^{-1}

вимірювання $R(\nu_{1,2})$, які вимірюються з точністю 1 %, тоді як у [17, 45] це значення становить 15—20 %.

Розроблено прості аналітичні вирази, які характеризують залежність концентрації носіїв зарядів від коефіцієнта відбивання на частоті мінімуму в діапазоні «залишкових променів» (за відомих параметрів полярного кристала, включаючи значення коефіцієнтів затухання плазмонів), з використанням яких можна визначати концентрацію носіїв заряду, вимірявши $\Delta R(\nu)$ та частоті ν_{\min} .

Під час контролю ступеня однорідності легування напівпровідникових пластин ІЧ-мікросондом за відбиванням досить задати допустиме значення $R(\nu)$, що зручно в разі автоматизованого неруйнівного режиму контролю. Можливим є дистанційне оцінювання ступеня легування в процесі введення домішки.

Як досліджувані зразки вибрано монокристали ZnO. Під час розрахунків коефіцієнта відбивання $R(\nu)$ використано результати праці [47], отримані за температури $T = 293 \text{ K}$. На підставі літературних даних і за значень коефіцієнта затухання фононів $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$ проведено розрахунок спектрів ІЧ-відбивання за умови, що частота плазмонів ν_p дорівнює коефіцієнту затухання плазмонів γ_p у діапазоні частот від 1 до 1000 см^{-1} (рис. 5.4) з кроком 50 см^{-1} .

Проаналізувавши поверхню відбивання, дійшли висновку, що найчутливішою ділянкою кривої до зміни концентрації носіїв зарядів, а отже, і частоти плазмового резонансу, є діапазон $600\text{—}800 \text{ см}^{-1}$, де спостерігаються найбільші відхилення значень $\Delta R(\nu)$ за зміни концентрації носіїв зарядів. Розглянемо $R(\nu)$ в околі мінімуму за малих n_0 , коли криві з $\nu_p = \gamma_p = 1 \text{ см}^{-1}$ та $\nu_p = \gamma_p = 250 \text{ см}^{-1}$ майже збігаються і лише на частотах $600\text{—}650 \text{ см}^{-1}$ спостерігаються

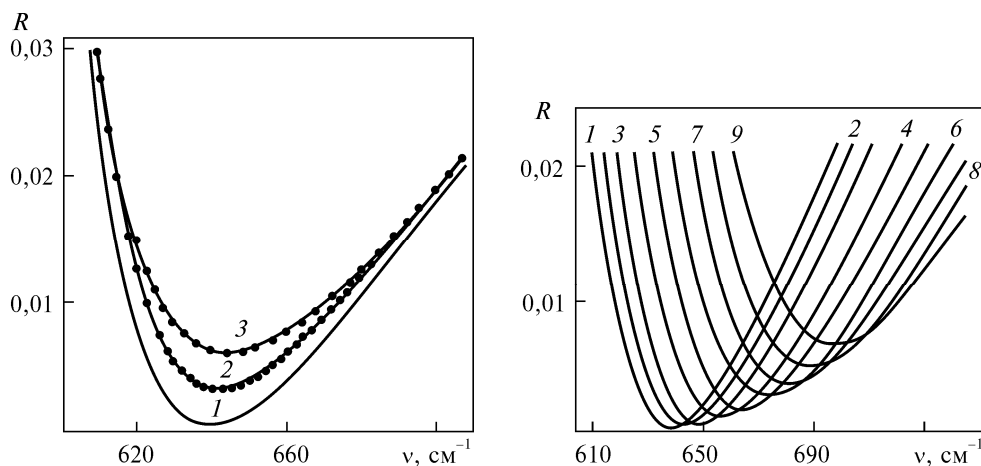


Рис. 5.5. Залежність $R(v)$ ZnO в околі мінімуму $R(v)$ при $E \perp C$:

1 — розрахункові дані $R(v)$, $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2, 3 — експериментальні дані відповідно для зразків ЦО2-3 і ЦО3

Рис. 5.6. Спектри $R(v)$ ZnO при $E \perp C$ з $\Delta n_0 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$:

1 — $n_0 \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 9 — $n_0 = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

максимальні відносні зміни. Використовуючи формулу (1.10), можна визначити частоту ν_{\min} , за якої сигнал відбивання для оксиду цинку при $E \perp C$ є мінімальним. З огляду на дані праць [48—50] $\nu_{\min} = 639 \text{ см}^{-1}$.

Обчислення спектра $R(v)$ для «напівнескінченної» моделі монокристала оксиду цинку при $E \perp C$ (формула (1.10)) проведено в діапазоні частот 620—720 см^{-1} за умови $\gamma_p = \nu_p$. Розрахунок свідчить, що в діапазоні концентрацій носіїв зарядів 10^{14} — $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ спектри відбивання збігаються і для $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $R(\nu_{\min}) = 1,5 \cdot 10^{-4}$ (рис. 5.5, крива 1). Експериментальні спектри за частот 600—720 см^{-1} виміряно за допомогою спектрометра SPECORD-M80 та приставки для відбивання з використанням еталонного дзеркала. З кривих 2, 3 (рис. 5.5) бачимо, що експериментальні значення $R(v)$ знаходяться значно вище від даної розрахункової кривої 1, причому $R(v)$ більше ніж $3 \cdot 10^{-3}$. На рис. 5.6 наведено теоретичні спектри $R(v)$ в околі мінімуму відбивання у діапазоні «залишкових променів» у разі збільшення n_0 від $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (крива 1) до $1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (крива 9) за кроку зміни концентрації $\Delta n_0 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Збільшення концентрації вільних носіїв зарядів (електронів) в оксиді цинку від $3 \cdot 10^{16}$ до $1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ зумовлює зсув частоти мінімуму ν_{\min} у діапазон високих частот на 60 см^{-1} . Використовуючи еталонні дзеркала на основі чистих монокристалів карбиду кремнію, точність вимірювання $R(v)$ збільшили до 1 %, що дає змогу реєструвати зміни концентрації — $\Delta n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Відносні зміни $R(v)/R_E(v)$ показано на рис. 5.7, а, де криві 3—9 отримано за зміни n_0 від $2 \cdot 10^{17}$ до $1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ з кроком $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Експериментальний спектр $R_E(v)$ одержано для оксиду цинку з $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $R(v)/R_E(v) = 600$, що свідчить про досить високу чутливість методу реєстрації

зміни концентрації та рухливості заряду в приповерхневій області мінімуму «залишкових променів».

На рис. 5.7, *а* показано, що частота мінімуму в діапазоні «залишкових променів» є чутливішою до зміни концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних напівпровідниках.

На рис. 5.7, *б* наведено зведені спектри відбивання $R(v)/RE(v)$ для серії зразків оксиду цинку за умови $\gamma_p = v_p$. Експериментальну калібрувальну криву (* — експериментальні дані) для визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів в оксиді цинку отримано під час сканування коефіцієнта відбивання $R(v)$ на частоті $v_{\min} = 640 \text{ см}^{-1}$ за допомогою ИКС-29 і приставки ИПО-22 за методикою, поданою в [17]. Розроблено математичну модель, за якою можна з точністю 0,2 % апроксимувати теоретичну криву з експериментальною:

$$n_0 = \frac{\left[v_{\min} \left(\frac{R(v_{\min})}{R_E(v_{\min})} \right)^2 - v_{L||} \right] 10^{17}}{v_{L\perp}}, \quad (5.10)$$

$$\mu_L = \frac{q}{m^* \gamma_p},$$

де $R(v_{\min}) = 1,5 \cdot 10^{-4}$ — експериментальне значення коефіцієнта відбивання на частоті 640 см^{-1} для нелегованого ZnO; $k = 0,37$ — показник степеня; $R_E(v_{\min})$ — експериментальне значення коефіцієнта відбивання на частоті 640 см^{-1} .

Таким чином, для вимірювання концентрації та рухливості носіїв зарядів достатньо виміряти $R(v_{\min})$ і підставити в формули (5.10). Для оксиду цинку (зразок ЦО2) $R(v_{\min}) = 7 \cdot 10^{-4}$, тому $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $\mu_L = 150 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

За невідомих значень v_p та γ_p в оксиді цинку вимірюємо два значення $R(v)$ на частотах $v_1 = 640 \text{ см}^{-1}$ та $v_2 = 629,5 \text{ см}^{-1}$ (див. формули (5.8), (5.9)) і підставляємо їх у формулу (1.10). Отримуємо два рівняння з двома невідомими (усі інші параметри наведено в табл. 1.3). Це дає можливість однозначно визначити концентрацію і рухливість носіїв заряду. Для зразка ЦО1 v_p та γ_p , які визна-

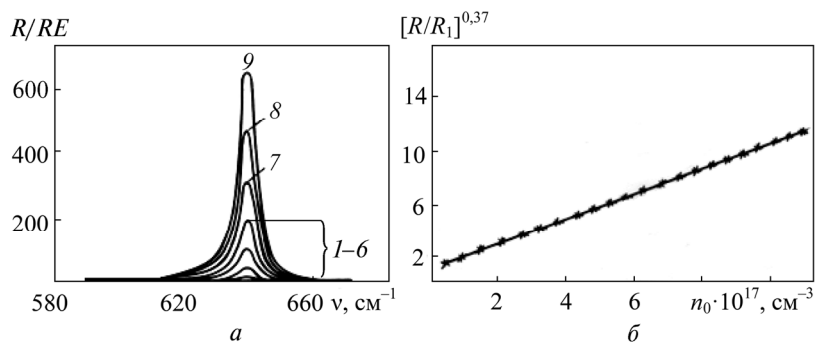


Рис. 5.7. Залежності $R(v)/RE(v)$ (*а*) та $R(v)/R_E(v)$ від n_0 при $v = 640 \text{ см}^{-1}$ (*б*):
1 — $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2—9 — $n_0 = 5 \cdot 10^{16}$ — $1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $\Delta n_0 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних...

чені цим методом, становлять 240 та 280 см^{-1} , що відповідає $n_0 = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і $\mu_L = 80 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Метод зручно використати в процесі контролю ступеня однорідності легування напівпровідникових пластин ІЧ-мікрозондом за відбиванням. Для цього досить задати допустимі значення $R(v)$, що зручно при автоматизованому (неруйнівному) режимі контролю.

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних полярних одновісних кристалів

Для діагностики полярних, одновісних, оптично-анізотропних напівпровідникових структур, які є основною елементною базою оптоелектроніки та напівпровідникової техніки, в останні роки особливого значення набувають методи ІЧ-спектроскопії та поляритонної спектроскопії, що дає змогу, не руйнуючи кристал, визначати його оптичні властивості. Вивченню основних оптичних властивостей кристалів таких, як показник заломлення, поляризація, інтерференція світла та ін. присвячено низку монографій [25, 26, 51, 52]. Однак на початок виконання наведених у цій праці досліджень у літературних джерелах не було даних щодо визначення напрямку орієнтації оптичної осі в кристалі неруйнівним методом ІЧ-спектроскопії зовнішнього відбивання.

У [36] описано метод визначення напрямку орієнтації оптичної осі в одновісному кристалі за коноскопичною фігурою. Метод побудовано на тому, що через пластинку, вирізану із монокристала з відполірованими паралельними поверхнями, пропускають пучок лінійно-поляризованих променів, які, проходячи крізь кристал і об'єктив мікроскопа, сходяться в деякій точці на фокальній площині об'єктива, створюючи в ній інтерференційне забарвлення. Сукупність таких пучків утворює на фокальній площині об'єктива складну картину інтерференції, вигляд якої залежить від різниці ходу та напрямку коливань у різнонаправлених світлових пучках, що пройшли крізь досліджувану кристалічну пластинку, від орієнтації кристала та значення двозаломлення, а також від товщини пластинки. Недоліком цього методу є низька точність та складність.

Автори праці [53] запропонували визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних кристалів за допомогою поляризаційних вимірювань. Електромагнітне випромінювання, що пройшло крізь аналізатор, фіксують фотоприймачем, сигнал з якого подають на реєструвальний прилад. Обертаючи аналізатор, визначають напрямок коливань електричного вектора хвилі. Як один із відбивників резонатора газового лазера використовують одновісний оптично-анізотропний монокристал, в якого в діапазоні частот генерації лазера коефіцієнт відбивання для звичайного променя більший, ніж для незвичайного. Напрямок коливань електричного вектора випромінювання буде перпендикулярним до площини, в якій лежить оптична вісь кристала. В іншому випадку, коли коефіцієнт відбивання для звичайного променя менший, ніж коефіцієнт відбивання для незвичайного, коливання електричного вектора випромінювання відбуваються в площині, що містить оптичну вісь кристала. Головними недоліками цього методу є низька точність результатів та висока собівартість.

У праці [54] описано метод для визначення напрямку орієнтації оптичної осі в полярних оптично-анізотропних кристалах. Метод полягає в опроміненні світлом плоскої поверхні пластини, яка є прозорою в інфрачервоній ділянці кристала. Обертаючи кристал з плоско-паралельними поверхнями навколо осі, перпендикулярної до опроміненої поверхні, реєструють інтенсивність другої гармоніки (ДГ). У цьому випадку користуються двома методами вимірювання: в першому для одержання ДГ реєструють світловий потік, що падає під кутом дзеркального відбивання від поверхні кристала, а в другому — в напрямку поширення електромагнітного випромінювання (схема на пропускання). Електромагнітне випромінювання поляризують або в площині падіння (p -поляризація), або перпендикулярно до неї (s -поляризація), тобто фіксують p - або s -компоненти інтенсивності ДГ. В даному методі поляризація задавалась як один із чотирьох можливих варіантів $s-s$, $s-p$, $p-s$, $p-p$, де перший символ вказує напрямок поляризації електромагнітного випромінювання, що падає, а другий — яку компоненту поляризації ДГ реєстрували. З використанням обчислювальної машини і відомих у літературних джерелах рівнянь розраховують криві за різних значеннях кута та вказаних поляризацій. Для визначення напрямку орієнтації оптичної осі кристала реєструють експериментальну залежність інтенсивності електромагнітного випромінювання від кута повороту кристала. Одержану поляризаційно-кутову залежність порівнюють з набором модельних залежностей, розрахованих на ЕОМ. Напрямок орієнтації оптичної осі полярного кристала знаходять за збігу теоретичної кривої з експериментальною. Такий спосіб використовують для визначення напрямку орієнтації оптичної осі в прозорих у ІЧ-діапазоні одновісних полярних кристалах. Точність способу довільних кутів і вказаних чотирьох поляризацій електричного вектора \mathbf{E} становить порядку 10—15 %. Недоліки способу полягають у наступному: неможливо визначити напрямок орієнтації оптичної осі кристала за довільної поляризації електромагнітного випромінювання, що пов'язано з відсутністю математичної моделі для розрахунку поляризаційно-кутової залежності; тривалий час для одержання результатів та їх висока собівартість; математична модель не враховує наявності на поверхні порушеного шару, що існує навіть у разі високого ступеня обробки поверхні кристала та суттєво впливає на інтенсивність другої гармоніки, а отже, значно погіршує вихідні дані щодо визначення напрямку орієнтації оптичної осі кристала.

З метою підвищення чутливості та точності визначення напрямку орієнтації оптичної осі в оптично-анізотропних полярних одновісних кристалах, розширення типів досліджуваних кристалів, а також спрощення експерименту та зменшення часу одержання результатів у праці [14] ставилася задача розробки способу визначення напрямку орієнтації оптичної осі, побудованого на опроміненні плоскої поверхні оптично-анізотропного одновісного полярного монокристала пучком лінійно-поляризованого ІЧ-світла із діапазону «залишкових променів» [11, 31]. Дисперсійним аналізом коефіцієнта відбивання визначають значення резонансної частоти і роблять висновок про орієнтацію оптичної осі відносно напрямку поширення електричного вектора ІЧ-світла.

У праці [14] встановлено, що в діапазоні «залишкових променів» існує залежність коефіцієнта відбивання від напрямку орієнтації оптичної осі поляр-

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних...

ного кристала і ця залежність є чутливішою до зміни напрямку орієнтації оптичної осі, ніж наведена в [54].

Розглянемо особливості запропонованого методу.

У полярних кристалах є поздовжні та поперечні коливання. У випадку поздовжніх коливань зміщення атомів відбувається паралельно напрямку поширення коливань кристалічної ґратки і такі хвилі являють собою хвилі зсуву. Поперечні коливання можна уявити як суперпозицію двох взаємно ортогональних типів коливань (наприклад, лінійно-поляризованих коливань із взаємно перпендикулярним напрямком зміщення або циркулярно-поляризованих лівої та правої компонент), тобто поперечні коливання можна розкласти на дві взаємно ортогональні компоненти, тоді як поздовжні коливання містять тільки одну компоненту. Кристали, що відповідають умові

$$\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z, \quad (5.11)$$

як відомо, називають одновісними, а напрямок у кристалі, вздовж якого електромагнітне випромінювання не зазнає двозаломлення променя, — оптичною віссю ($\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ — проєкції тензора діелектричної проникності на осі x, y, z).

У діапазоні «залишкових променів» для однофононного резонансу частоту залежність оптичних сталих в інтервалі енергій фотонів поблизу частоти поперечного оптичного фону можна розрахувати за моделлю одного елементарного осцилятора.

Діелектрична поляризація кристала P , електричний вектор E світлової хвилі і зведене зміщення іонів відносно один одного без урахування затухання та запізнення пов'язані феноменологічними рівняннями:

$$\ddot{\omega} = b_{11}\omega + b_{12}E, \quad (5.12)$$

$$P = b_{21}\omega + b_{22}E, \quad (5.13)$$

де ω — циклічна частота.

Перший член у правій частині рівняння руху (5.12) є локальною пружною обертальною силою, а другий — ефектом кулонівської взаємодії з рештою зарядів. Перший член у правій частині рівняння поляризації (5.13) зумовлено відносним зміщенням іонів, а другий — ефектом поляризації іонів. Коефіцієнти $b_{11}, b_{12}, b_{21}, b_{22}$ є скалярами. Лінійність рівняння, подібно до закону Гука, є результатом нехтування в потенціальних функціях членами порядку вище за 2-й [32, 33]. Закон дисперсії діелектричної проникності $\epsilon(\nu)$ одержимо з рівнянь (5.12) і (5.13) та розв'язків

$$E = E_0 \exp(i\nu t), \nu = \nu_0 \exp(i\nu t), P = P_0 \exp(i\nu t). \quad (5.14)$$

Отже, (5.12) і (5.13) з урахуванням (5.14) набувають вигляду

$$-\nu^2 \omega = b_{11}\omega + b_{12}E, \quad P = b_{21}\omega + b_{22}E. \quad (5.15)$$

Виключаючи із рівнянь (5.15) ω і враховуючи рівність $b_{12} = b_{21}$, для P і E запишемо

$$P = \left(b_{22} + \frac{b_{12}^2}{-b_{11} - \nu^2} \right) E. \quad (5.16)$$

Звідси безпосередньо впливає вираз

$$\varepsilon(\nu) = 1 + 4\pi b_{22} + \frac{4\pi b_{12}^2}{-b_{11} - \nu^2}. \quad (5.17)$$

За законом електростатичної індукції

$$D = E + \varepsilon_0^{-1} P = \varepsilon(\nu) E. \quad (5.18)$$

Для визначення функції характеристичних параметрів кристала $\varepsilon(\nu)$ скористаємося мікроскопічною теорією коливання ґратки, з якої випливає, що

$$b_{11} = -\frac{\chi}{M^*} + \frac{4\pi}{3} (Ze)^2 \frac{NA}{M^*}, \quad b_{12} = b_{21} = (Ze)^2 A \sqrt{\frac{N}{M^*}}, \quad (5.19)$$

$$b_{22} = N(\alpha_+ + \alpha_-)A, \quad A = \frac{1}{\frac{4\pi}{3} N(\alpha_+ + \alpha_-)^{-1}}, \quad (5.20)$$

де Ze — заряд іона; α_+ і α_- — атомні поляризованості позитивних і негативних іонів; k — параметр, що пов'язує зміщення іонів та силу їх взаємодії; M^* — ефективна маса іона.

Перший член в правій частині рівняння руху (5.12) b_{11} прямо пропорційний резонансній частоті поперечних оптичних коливань ґратки $b_{11} = -\nu_R^2$.

Скориставшись співвідношеннями Лоренца—Лорентца та Сігетті, запишемо коефіцієнти b_{12} і b_{22} у вигляді

$$b_{12} = b_{22} = \nu_R \sqrt{\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{4\pi}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty (\nu_L^2 - \nu_R^2)}{4\pi}}. \quad (5.21)$$

Формулу (5.17) з урахуванням (5.21) подамо так:

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_\infty + \nu_R^2 \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\nu_R^2 - \nu^2}. \quad (5.22)$$

Унаслідок оптичної анізотропії кристалічної ґратки сила взаємодії електромагнітного випромінювання з іонами кристала змінюється в разі зміни напрямку коливань. Отже, в оптично-анізотропних одновісних полярних кристалах, будуючи математичну модель, необхідно розглядати чотири характеристичні частоти $\nu_{R\perp}$; $\nu_{L\perp}$; $\nu_{R\parallel}$; $\nu_{L\parallel}$ ($\nu_{R\perp}$, $\nu_{R\parallel}$ — резонансні частоти поперечних, а $\nu_{L\perp}$; $\nu_{L\parallel}$ — частоти поздовжніх оптичних фононів за орієнтації електричного вектора $E \perp C$ і $E \parallel C$). Характеристичні частоти при $E \perp C$ і $E \parallel C$ пов'язані співвідношенням Ліддена—Сакса—Тейлера (1.3).

Як відомо [17, 26], для полярних кристалів проміжок у спектрі ІЧ-відбивання між частотами поперечного ν_R та поздовжнього ν_L оптичних фононів називають діапазоном «залишкових променів». Ділянку «залишкових променів» можна описати за допомогою залежності оптичних сталей кристала

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних...

(показника заломлення та коефіцієнта поглинання) від частоти електромагнітного випромінювання, що падає на його поверхню. Показник заломлення $n(\nu) = \sqrt{\epsilon(\nu)}$ у діапазоні $\nu_R - \nu_L$ є комплексною величиною.

За наявності вільних носіїв зарядів у зоні провідності з плазмовою частотою ν_p і коефіцієнтами затухання плазмонів γ_p та фононів γ_f рівняння (5.22) набуває вигляду (1.9).

Рівняння (1.10) виражає залежність коефіцієнта відбивання від частоти електромагнітного випромінювання, що падає нормально до поверхні монокристала, для одновісного оптично-анізотропного полярного монокристала за двох орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$. Незважаючи на те, що (1.10) є значно простішим, ніж рівняння, наведене в [54], їм властиві однакові недоліки: неможливість розрахунку $R(\nu)$ за довільного напрямку орієнтації оптичної осі кристала відносно напрямку падіння.

Для збільшення функціональних можливостей методу запропоновано математичну модель, за якою неруйнівним методом можна визначати напрямок орієнтації оптичної осі полярного кристала.

Формула (1.10) справедлива для двох ортогональних орієнтацій $E \perp C$ і $E \parallel C$. Значення характеристичних параметрів полярного кристала в ході обчислення коефіцієнта відбивання за даною математичною моделлю необхідно задавати як функцію кута α (α — кут між напрямком електричного вектора E та оптичною віссю кристала C), тобто

$$\begin{aligned} \nu_{Tk}(\alpha) &= \nu_{R\perp} - (\nu_{R\perp} - \nu_{R\parallel})\cos\alpha, \\ \epsilon_{0k}(\alpha) &= \epsilon_{0\parallel} - (\epsilon_{0\parallel} - \epsilon_{0\perp})\cos\alpha, \\ \epsilon_{\infty k}(\alpha) &= \epsilon_{\infty\parallel} - (\epsilon_{\infty\parallel} - \epsilon_{\infty\perp})\cos\alpha, \end{aligned} \quad (5.23)$$

де $\nu_{R\parallel} = \nu_{Tk}(\alpha)$; $\epsilon_{0\perp} = \epsilon_{0k}(\alpha)$; $\epsilon_{\infty\perp} = \epsilon_{\infty k}(\alpha)$.

Резонансну частоту ν_R у ділянці «залишкових променів» полярних одновісних оптично-анізотропних кристалів визначають за формулою (1.10) з урахуванням (5.23). Для кожного полярного кристала ν_R є сталою величиною, яка належить до ІЧ-діапазону, що зручно під час реєстрації експериментальних спектрів ІЧ-відбивання на промислових приладах вітчизняного та закордонного виробництва з точністю 1—2 %. У процесі обробки поверхні полярних одновісних оптично-анізотропних монокристалів абразивами з дисперсностями $\varnothing \leq 1$ мкм та з наступним хімічним травленням на поверхні кристалів утворюються порушені шари товщиною $d \ll \lambda$ (λ — довжина хвилі ІЧ-випромінювання). Встановлено, якщо товщина порушеного шару $d < 1$ мкм, то резонансна частота ν_R визначається тільки параметрами кристалічної ґратки та напрямком орієнтації оптичної осі C . У [54] кожен із наведених параметрів впливає на точність визначення напрямку орієнтації оптичної осі кристала.

З'ясовано, що на коефіцієнт відбивання

$$R(\nu_R) = 0,35 \cdot \exp \frac{\epsilon_{0\perp} - \epsilon_{\infty\perp}}{\epsilon_{0\parallel} - \epsilon_{\infty\parallel}} \quad (5.24)$$

на частоті поперечного оптичного фонона впливає лише зміна напрямку орієнтації оптичної осі полярного кристала.

Чутливість методу та точність визначення напрямку орієнтації оптичної осі кристала зростають завдяки високому коефіцієнту відбивання у діапазоні «залишкових променів» (співвідношення сигнал—шум $\geq 10^3$), а також використанню в розрахунку спектра відбивання $R(\nu)$ розробленої авторами математичної моделі, що дає змогу визначати напрямок орієнтації оптичної осі на відміну від методу, наведеного в [54], за будь-якої поляризації електричного вектора і кута повороту кристала.

Схема досліду з визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних полярних оптично-анізотропних монокристалів є досить простою: потрібно лише плоску поверхню кристала товщиною, яка перевищує довжину електромагнітної хвилі, що падає. Коефіцієнт відбивання реєструють у діапазоні частоти поперечного оптичного фонона при $E \perp C$ від $(\nu_{R\perp} - 50)$ до $(\nu_{R\perp} + 50)$ см^{-1} , яка для конкретного полярного кристала є сталою величиною і відома з літературних джерел. Резонансну частоту ν_R поперечного оптичного фонона визначають як частоту, що відповідає найбільш крутій точці довгохвильового краю діапазону «залишкових променів». Коефіцієнт відбивання в цій точці знаходять за допомогою рівняння (5.24). Для визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних полярних монокристалів експериментальне значення резонансної частоти порівнюють із розрахунками, проведеними за формулою (1.10), які можна відобразити таблицею або графіком. Збіг теоретичних і експериментальних значень ν_R свідчить про однозначність визначення напрямку орієнтації оптичної осі полярного кристала.

Із результатів досліджень для кристалів із відомою орієнтацією оптичної осі встановлено, якщо експериментальні значення ν_R змінюються від $\nu_{R\perp}$ до $\nu_{R\parallel}$, то оптична вісь лежить в площині поверхні кристала. Різниця між $\nu_{R\perp} - \nu_{R\parallel}$ дає можливість визначити напрямок оптичної осі відносно нормалі до кристала.

Метод визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних полярних кристалів можна спростити, оскільки:

1. Реєстрація резонансної частоти ν_R полярного кристала відбувається у вузькому частотному діапазоні $(\nu_{R\perp} \pm 50)$ см^{-1} , що є незмінним та відомим для даного кристала.

2. Коефіцієнт відбивання в діапазоні резонансної частоти визначається з точністю 1—2 % на стандартних промислових приладах без необхідності їх модернізації (заміна фільтрів, ґраток, приставки для відбивання і т. д.), що розширює можливості застосування способу, спрощує та робить його універсальним. В [54] для визначення ДГ необхідно реєструвати інтенсивність ІЧ-випромінювання в разі як відбивання від полярного кристала, так і пропускання крізь нього. Максимальна точність одержаних результатів становить 10—15 %.

3. У запропонованому методі на відміну від методу, наведеного [54], достатньо, щоб одна з поверхонь монокристала мала плоску поверхню і не було потрібно виготовляти тонкі монокристалічні пластини з плоскопаралельними поверхнями та прозорі в ІЧ-діапазоні.

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних...

Зменшення часу одержання кінцевих результатів у запропонованому способі відбувається внаслідок:

1) використання простіших порівняно з наведеними в [54] формулами для визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних полярних монокристалів (у [54] одержання відповідних залежностей пов'язане з розв'язанням складних рівнянь Фур'є);

2) у [54] потрібно виготовляти тонкі монокристалічні пластини з плоско-паралельними поверхнями, а в цьому методі достатньо, щоб одна з поверхонь монокристала була плоскою.

Таким чином, запропонований метод на відміну від методу, поданого в [54], має низку переваг:

1. Потребує вдвоє меншої трудомісткої обробки монокристалів.

2. Математична модель має значно ширші функціональні можливості і є простішою, ніж в [54].

3. Експериментальні дані можна одержувати за допомогою стандартних промислових приладів без необхідності їх модернізації.

Як приклад досліджували монокристали оксиду цинку.

Експериментальні спектри інфрачервоного відбивання для монокристалів оксиду цинку реєстрували на спектрофотометрі SPECORD-M80 у діапазоні хвильових чисел $200\text{—}4000\text{ см}^{-1}$ з використанням приставки для дослідження зразків малих розмірів ПО-SPECORD-M80/85 та еталонного дзеркала, виготовленого із нелегованого 6H-SiC ($n_0 = 5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$) за методикою, описаною в [17]. Похибка вимірювання коефіцієнта відбивання в поляризованому світлі становить 0,5—1 %, а коефіцієнт поляризації — 0,98. Напрямок поширення електромагнітного випромінювання в кристалі збігається з віссю OX .

Спектри відбивання $R(\nu)$ у діапазоні «залишкових променів» для монокристалів ZnO розраховано за формулою (1.10). Параметри фононної та плазмової підсистем для монокристалів оксиду цинку (зразок ЦО2-3) для визначення $R(\nu)$ подано в табл. 1.3, 1.4.

На рис. 5.8 наведено експериментальні (точки 1—3) та теоретичні спектри ІЧ-відбивання $R(\nu)$ (криві 4—6 відповідно для $\alpha = 0, 60, 90^\circ$) за різних значень кута α і за використання параметрів зразка ЦО2-3. Експериментальний спектр відбивання (точки 2) зареєстровано від поверхні, одержаної при зрізі монокристала ZnO (зразок ЦО2-3) алмазним диском та поліруванням абразивами з дисперсностями $\varnothing \leq 1\text{ мкм}$ з наступним хімічним травленням в HF 15 хв. На поверхні полярного оптично-анізотропного одновісного монокристала ZnO утворюється порушений шар товщиною $d = 0,02\text{ мкм}$ при $\lambda = 25\text{ мкм}$. Отже, резонансна частота ν_R не залежить від якості обробки поверхні та плазмової підсистеми кристала, а визначається тільки параметрами кристалічної ґратки. Проаналізувавши криві 4—6, дійшли висновку, що найчутливішою ділянкою спектра відбивання до зміни напрямку орієнтації оптичної осі кристала є діапазони $350\text{—}420$ і $500\text{—}650\text{ см}^{-1}$.

Значення коефіцієнтів затухання фононів і плазмонів (зразок ЦО2-3) є відповідно такими: $\gamma_f = 11\text{ см}^{-1}$ і $\gamma_{p\perp} = 150\text{ см}^{-1}$ за плазмової частоти електронів $\nu_{p\perp} = 90\text{ см}^{-1}$ (концентрація вільних носіїв зарядів у зоні провідності дорівнює $9,3 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$).

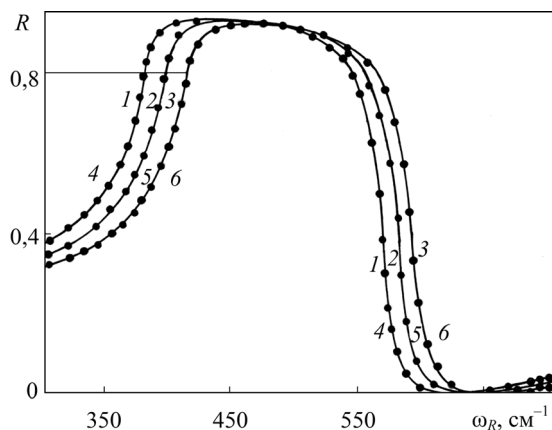


Рис. 5.8. Залежності $R(\nu)$ ZnO (зразок типу ЦО2-3, $n_0 = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$): точки 1—3 — експериментальні дані; лінії 4—6 — розрахункові дані для $\alpha = 0, 60, 90^\circ$ при $\gamma_f = 11 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{p\perp} = 90 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\perp} = 150 \text{ см}^{-1}$

даних кривих $\nu_p = \gamma_p = 1—1000 \text{ см}^{-1}$ за кроку 50 см^{-1}). Істотні зміни в спектрах відбивання спостерігаються за концентрацій електронів у ZnO, більших ніж 10^{17} см^{-3} ($\nu_p > 250 \text{ см}^{-1}$).

Для ZnO окіл мінімуму «залишкових променів» розміщений в діапазоні $500—900 \text{ см}^{-1}$, а на значення коефіцієнта відбивання впливає як концентрація вільних носіїв зарядів, так і напрямок орієнтації оптичної осі.

Спектр відбивання в діапазоні $350—420 \text{ см}^{-1}$, як видно з рис. 5.9, є малочутливим до ступеня легування кристала. Згідно з наведеними на рис. 5.8 і 5.9 даними на значення резонансної частоти поперечного оптичного фонуна впливає лише напрямок орієнтації оптичної осі.

Для з'ясування напрямку орієнтації оптичної осі полярних одновісних оптично-анізотропних монокристалів необхідно визначити експериментальні значення резонансної частоти ν_R і, використовуючи (5.24) (для ZnO $R(\nu_R) = 0,80 \pm 0,01$), порівняти їх з графічними або табличними значеннями.

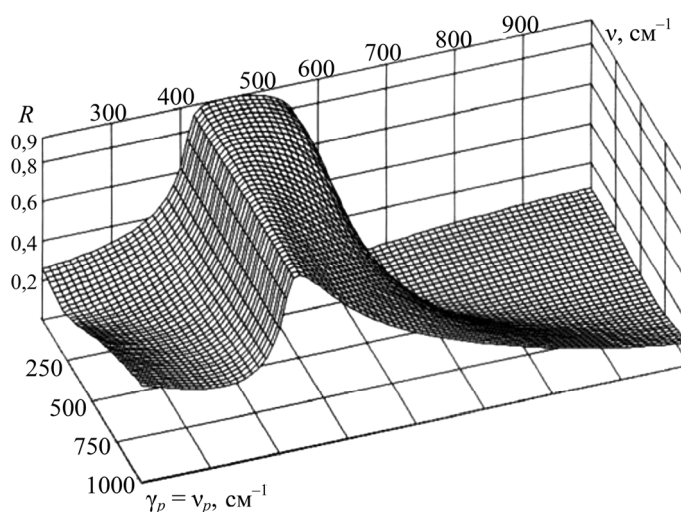


Рис. 5.9. Теоретична поверхня спектрів відбивання ZnO за орієнтації $E \perp C$:

$$\gamma_{f\perp} = 11 \text{ см}^{-1}, \gamma_{p\perp} = \nu_{p\perp}, \nu_{p\perp} = 1—1000 \text{ см}^{-1}, \Delta\nu_p = \Delta\gamma_p = 50 \text{ см}^{-1}$$

5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних...

У праці [16] запропоновано, використовуючи метод дисперсійного аналізу теоретичних та експериментальних спектрів відбивання в діапазоні частоти поперечного оптичного фонона, одержувати функції, що виражають залежність орієнтації оптичної осі кристала від експериментального значення резонансної частоти ν_R (рис. 5.9, табл. 5.2).

Значення резонансної частоти для монокристалів ZnO (зразок ЦО2-3) за різних кутів α становлять:

- 1) $\nu_R = (412,0 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$, точки 1, лінія 4;
- 2) $\nu_R = (396,2 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$, точки 2, лінія 5;
- 3) $\nu_R = (380,0 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$, точки 3, лінія 6.

Підставляючи отримані значення резонансної частоти та наведені вище дані для еталонного зразка ЦО2-3 монокристалів ZnO у рівняння (5.24), за допомогою ЕОМ визначають напрямок орієнтації оптичної осі. Встановлено, що для $\nu_R = (412,0 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$ $\alpha = 0$, тобто $E \perp C$; для $\nu_R = (380,0 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$ $\alpha = 90^\circ$, тобто $E \parallel C$; для випадку $\nu_R = (396,2 \pm 0,1) \text{ см}^{-1}$ $\alpha = 60^\circ$, тобто оптична вісь монокристала ZnO відхилена на 60° від напрямку поширення електромагнітного випромінювання (осі OX). Спектр ІЧ-відбивання у діапазоні «залишкових променів» для трьох орієнтацій оптичної осі C відносно електричного вектора E подано на рис. 5.8.

Для ZnO за формулою (1.10) розраховано та одержано поляризаційно-кутову залежність з даними, поданими графічно на рис. 5.10 і систематизованими в табл. 5.2. Визначаючи напрямок орієнтації оптичної осі полярного оп-

ТАБЛИЦЯ 5.2

Зв'язок резонансної частоти оптичного фонона і напрямку орієнтації оптичної осі кристала ZnO

$\alpha, ^\circ$	$\nu_R, \text{см}^{-1}$	$\alpha, ^\circ$	$\nu_R, \text{см}^{-1}$	$\alpha, ^\circ$	$\nu_R, \text{см}^{-1}$	$\alpha, ^\circ$	$\nu_R, \text{см}^{-1}$	$\alpha, ^\circ$	$\nu_R, \text{см}^{-1}$
1	412	19	410,3	37	405,6	55	398,5	73	389,6
2	412	20	410,1	38	405,3	56	398,1	74	389,1
3	411,9	21	409,9	39	405	57	397,6	75	388,5
4	411,9	22	409,7	40	404,6	58	397,1	76	388
5	411,9	23	409,5	41	404,3	59	396,7	77	387,5
6	411,8	24	409,3	42	403,9	60	396,2	78	386,9
7	411,8	25	409,1	43	403,5	61	395,7	79	386,4
8	411,7	26	408,8	44	403,1	62	395,2	80	385,8
9	411,6	27	408,6	45	402,7	63	394,7	81	385,3
10	411,5	28	408,3	46	402,3	64	394,2	82	384,7
11	411,4	29	408	47	401,9	65	393,7	83	384,2
12	411,3	30	407,8	48	401,5	66	393,2	84	383,6
13	411,2	31	407,5	49	401,1	67	392,7	85	383,1
14	411,1	32	407,2	50	400,7	68	392,2	86	382,5
15	410,9	33	406,9	51	400,3	69	391,7	87	382
16	410,8	34	406,6	52	399,8	70	391,2	88	381,4
17	410,6	35	406,3	53	399,4	71	390,6	89	380,7
18	410,5	36	406	54	399	72	390,1	90	380

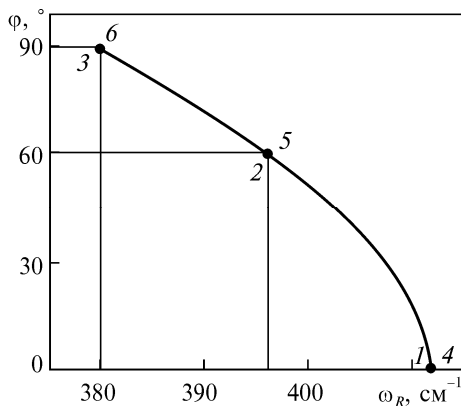


Рис. 5.10. Поляризаційно-кутова залежність оптично-анізотропного ZnO в актуальному діапазоні частот

тично-анізотропного монокристалу, необхідно резонансну частоту порівнювати зі значеннями, наведеними в табл. 5.2 або на рис. 5.10.

Таким чином, запропонований в [16] метод визначення напрямку орієнтації оптичної осі одновісних полярних оптично-анізотропних кристалів характеризується вищими чутливістю і точністю, оскільки резонансну частоту

(5.24) у діапазоні «залишкових променів» визначено за коефіцієнта відбивання $R(v_R) = 0,80 \pm 0,01$, для якого співвідношення сигнал/шум $\geq 10^3$. Точність визначення напрямку орієнтації оптичної осі запропонованим способом становить 1—2 %, а в [54] — 10—15 %. Високої точності методу досягають завдяки високій чутливості коефіцієнта відбивання в діапазоні частоти поперечного оптичного фону до зміни напрямку орієнтації оптичної осі кристала.

У такому дослідженні на відміну від [54] непотрібна попередня складна обробка кристала (різання алмазним диском на тонкі прозорі в ІЧ-діапазоні пластини, дотримання плоскопаралельності площин і т. д.), достатньо, щоб одна з поверхонь монокристала була плоскою, тому час одержання кінцевого результату в цьому випадку значно менший, ніж в [54].

Метод дає змогу визначати напрямок орієнтації оптичної осі в полярних монокристалах з порушенням шаром товщиною до 1 мкм і концентрацією вільних носіїв зарядів $\leq 10^{18}$ см⁻³, не потребує унікального обладнання і його можна широко використовувати з метою виготовлення напівпровідникових приладів для квантової, акусто-, мікро-, оптоелектроніки та в інших галузях вимірювальної техніки, пов'язаної з необхідністю визначення напрямку орієнтації оптичної осі в полярних оптично-анізотропних монокристалах.

5.5. Узагальнені результати

Розроблено оптико-механічний модулятор світлового потоку, що дає змогу здійснювати модуляцію електромагнітного випромінювання серійних CO₂-лазерів у екстремальних умовах. Спосіб побудовано на керуванні оптичними властивостями анізотропного кристала за допомогою механічного пристрою.

Показано, що змінюючи поляризацію електромагнітного випромінювання, яке падає на плоску поверхню одновісного полярного оптично-анізотропного монокристала, або обертаючи монокристал на 90° у площині, перпендикулярній до плоскої поверхні, можна здійснити амплітудну модуляцію електромагнітного випромінювання. Встановлено, що модуляція світлового потоку здійснюється внаслідок зміни інтенсивності коефіцієнта відбивання в

5.5. Узагальнені результати

діапазоні «залишкових променів» матеріалу. Виявлено, що, використовуючи монокристали лейкосапфіру як модульовальний елемент, на відміну від інших монокристалів можна здійснювати модуляцію світлового потоку в широкому частотному діапазоні за коефіцієнта модуляції, більшого ніж 90 %. Суттєво, що оптико-механічний модулятор може тривалий час здійснювати модуляцію потужного світлового потоку з густиною енергії 45 Вт/см^2 у хімічно- та радіаційно активних середовищах за температур до 1000°C .

Розроблено спосіб визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних напівпровідникових матеріалах. Показано, що значення концентрації та рухливості вільних носіїв зарядів можна одержати, не руйнуючи кристал, під час реєстрації коефіцієнта відбивання опроміненої електромагнітним випромінюванням ІЧ-діапазону поверхні напівпровідникового матеріалу, порівнюючи $R_E(\nu)$ зі значеннями на проградуйованій кривій. Зауважимо, що вимірювання коефіцієнта відбивання від поверхні напівпровідникового матеріалу відбуваються на двох частотах із околу мінімуму «залишкових променів» матеріала.

Запропоновано спосіб визначення напрямку орієнтації оптичної осі в полярних оптично-анізотропних напівпровідникових матеріалах. Він полягає в тому, що на плоску поверхню монокристала спрямовують пучок лінійно-поляризованого електромагнітного випромінювання і реєструють залежність коефіцієнта відбивання від довжини хвилі. За такою залежністю визначають резонансну частоту. На підставі порівняння резонансної частоти з розрахунковими даними роблять висновок про орієнтацію оптичної осі відносно напрямку поширення інфрачервоного випромінювання. Одержано рівняння зв'язку коефіцієнта відбивання ІЧ-випромінювання в діапазоні частоти поперечного оптичного фонона з напрямком орієнтації оптичної осі. Ці результати добре узгоджуються з експериментальними даними, одержаними іншими методами.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

До вступу

1. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел. М.: Физматлит, 2010. 484 с.
2. Tarkhanyan R.H., Uzunoglu N.K. Radiowaves and polaritons in anisotropic media. John Wiley & Sons Inc, 2006. 224 p.
3. Agranovich V.M. Excitations in Organic Solids. Oxford University Press, 2014. 512 p.
4. Венгер С.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наукова думка, 2001. 192 с.
5. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 375 с.
6. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред; под ред. В.М. Агроновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 528 с.
7. Яковлев В.А., Жижин Г.Н., Москалева М.А., Назин В.Г. Спектроскопия поверхностных поляритонов и свойства тонких пленок металла и диэлектрика на кристалле. Спектроскопия молекул и кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978. 208 с.
8. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
9. Жижин Г.Н., Марвин Б.Н., Шабанов В.Ф. Оптические колебательные спектры кристаллов. М.: Наука, 1984. 231 с.
10. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Физматлит, 2008. 488 с.
11. Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев: Наукова думка, 1979. 180 с.
12. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. М.: Высшая школа, 2000. 494 с.
13. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М.: Физматлит, 2009. 484 с.
14. Гаршин А.П. Карбид кремния. Монокристаллы, порошки и изделия на их основе. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2006. 124 с.
15. Францевич И.Н., Гнесин Г.Г., Зубкова С.М. и др. Карбид кремния, свойства и области применения. Киев: Наукова думка, 1975. 80 с.
16. Silicon Carbide. Materials, Processing and Applications in Electronic Devices. Edited by Moumita Mukherjee, Published by InTech, 2011.
17. Peter F., Tsunenobu K., Lothar L., Gerhard P. Silicon Carbide: Two Volume Set. Vol. 1: Growth, Defects and Novel Applications. Hardcover, 2009. 528 p.
18. Sadow S.E., Agarwal A. Advances in Silicon Carbide Processing and Applications. London: Artech House, 2004. 212 p.
19. Kiyoshi Takahashi, Akihiko Yoshikawa, Adarsh Sandhu. Wide Bandgap Semiconductors: Fundamental Properties and Modern Photonic and Electronic Devices. Springer Science & Business Media, 2007. 460 p.
20. Полях О., Руднева В., Галевский Г. Карбид кремния. Нанотехнология и применение для гальванотехники. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. 152 с.
21. Baliga V. Jayant. Gallium Nitride and Silicon Carbide Power Devices. World Scientific Publishing Company, 2016. 592 p.
22. Беляев А.Е., Конакова Р.В. Карбид кремния: технология, свойства, применение. Харьков: ИСМА, 2010. 532 с.

Список літератури

23. Иванов П.А., Левинштейн М.Е., Мнацаканов Т.Т., Palmour J.W., Agarwal A.K. Мощные биполярные приборы на основе карбида кремния. *ФТП*. 2005. Т. 39, вып. 8. С. 897—913.
24. Shur M., Rumyantsev S., Levinshtein M. SiC materials and devices. London: World Scientific, 2006. 334 p.
25. Загоруйко Ю.А., Пузиков В.М., Федоренко О.А., Коваленко Н.О. Модификация физических свойств широкозонных полупроводников $A^{IV}B^{VI}$. Харьков: Ин-т монокристаллов, 2005. 350 с.
26. Оптические свойства полупроводников: справочник; под ред. В.И. Гавриленко, А.М. Грехова, Д.В. Корбутяка, 1987. 608 с.
27. Мельничук А.В. Исследование поверхностных плазмон-фононных поляритонов монокристаллов SiC-6H методом НПВО. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1998. № 7. С. 76—81.
28. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсию поверхностных плазмон-фононных поляритонов карбида кремния. *ФТТ*. 1998. Т. 40, № 4. С. 636—640.
29. Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. та ін. Поверхневі плазмон-фононні поляритони карбиду кремнію. *УФЖ*. 1998. Т. 43, № 6. С. 726—731.
30. Мельничук О.В. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах SiC-6H. *УФЖ*. 1998. Т. 43, № 8. С. 984—986.
31. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропия эффективных масс электронов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1992. Т. 32, № 2. С. 423—428.
32. Мельничук А.В. Влияние плазмон-фононных возбуждений на коэффициент отражения гексагонального карбида кремния. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 2 (8). С. 646—654.
33. Венгер Е.Ф., Гончаренко А.В., Пасечник Ю.А., Мельничук А.В. Сравнительная оценка методов спектроскопии отражения и поверхностных поляритонов при определении частоты собственных колебаний полупроводниковой плазмы. *ЖПС*. 1992. Т. 56, № 3. С. 461—466.
34. Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному полярному напівпровіднику ZnO. *УФЖ*. 2000. Т. 45, № 8. С. 976—984.
35. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Анизотропия электрофизических свойств монокристаллов окиси цинка. *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 9. С. 2624—2633.
36. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Отражательная способность монокристаллов окиси цинка в области остаточных лучей. *Квантовая электроника*. 1995. Вып. 47. С. 70—74.
37. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. М.: Наука, 1984. 166 с.
38. Ellmer K., Klein A., Rech B., Ellmer K. Electrical Properties. Transparent Conductive Zinc Oxide. Springer Series in Materials Science. Springer, Berlin, Heidelberg, 2008. Vol. 104.
39. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Магніторефрактивний ефект у монокристаллах ZnO та 6H-SiC. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 2008. Вып. 43. С. 30—37.
40. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. Исследование монокристаллов ZnO и 6H-SiC методами ИК-спектроскопии: сб. научных трудов. Телави: Телавский государственный ун-т, 2008. № 2 (24). С. 30—34.
41. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук Л.Ю., Мельничук А.В. Спектры отражения монокристалла 6H-SiC, размещенного в сильнооднородном магнитном поле. *Инженерно-физический журнал*. 2009. Т. 82, № 6. С. 1185—1193.

До розділу 1

1. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наукова думка, 2001. 192 с.
2. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевський В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 375 с.
3. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред; под ред. В.М. Агроновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 528 с.
4. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел. М.: Физматлит, 2010. 484 с.
5. Tarkhanyan R.H., Uzunoglu N.K. Radiowaves and polaritons in anisotropic media. John Wiley & Sons Inc, 2006. 2sch p.
6. Брыксин В.В., Гербштейн Ю.М., Мирлин Д.Н. Поверхностные оптические колебания в пластинках ионных кристаллов. *ФТТ*. 1972. Т. 14, № 2. С. 543—552.
7. Bryksin V.V., Gerbstein Yu.M., Mirlin D.N. Experimental study of Surface Optical modes in ionic crystal slabs. *Physica Status Solidi (B)*. 1972. Vol. 51, N 2. P. 901—911.
8. Брыксин В.В., Гербштейн Ю.М., Мирлин Д.Н. Инфракрасное поглощение на поверхностных колебаниях в пластине ионного кристалла. *ФТТ*. 1971. Т. 13, № 7. С. 2125—2126.
9. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Фирсов Ю.А. Поверхностные оптические фононы в ионных кристаллах. *УФН*. 1974. Т. 113, № 1. С. 29—67.
10. Agranovich V.M. Excitations in Organic Solids. Oxford University Press, 2014. 512 p.
11. Агранович В. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов; 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1979. 432 с.
12. Дубовский О.А. Влияние запаздывающего взаимодействия на спектр поверхностных экситонов в одноосных кристаллах. *ФТТ*. 1970. Т. 12. С. 3054—3056.
13. Masuo Fukui, Atsushi Kamada, Osamu Tada. Dispersion Relation of Cl-Surface Exciton Polaritons in Anisotropic ZnO. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1981. Vol. 50, N 3. P. 866—872.
14. Любимов В.Н., Санников Д.Г. Поверхностные электромагнитные волны в одноосных кристаллах. *ФТТ*. 1972. Т. 14, вып. 3. С. 675—681.
15. Санников Д.Г., Семенов Д.И., Филатов Л.Д. Поверхностные поляритоны в системе диэлектрик—анизотропный нанокompозит. *Квантовая электроника*. 2014. Т. 44, № 11. С. 1033—1038.
16. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. М.: Наука, 1984. 166 с.
17. Пат. 2198250 РФ. Способ выращивания кристаллов цинкита / Е.В. Кортунова, П.П. Шванский, Б.А. Дороговин. Опубл. 10.02.2003.
18. Кузьмина И.П., Никитенко В.А., Терещенко А.И. Влияние условий выращивания и легирования на некоторые оптические свойства монокристаллов окиси цинка: Гидротермальный синтез и выращивание монокристаллов. М.: Наука, 1982. С. 40—68.
19. Лобачев А.Н., Кузьмина И.П., Шалдин Ю.В. Окись цинка. Выращивание и некоторые физические свойства. Рост кристаллов из высокотемпературных водных растворов. М.: Наука, 1977. С. 156—158.
20. Sunandan Baruah, Joydeep Dutta. Hydrothermal growth of ZnO nanostructures. *Journal Science and Technology of Advanced Materials*. 2009. Vol. 10. P. 013001.
21. Ohshima E., Ogino H., Niikura I. et al. Growth of the 2-in-size bulk ZnO single crystals by the hydrothermal method. *Journal of Crystal Growth*. 2004. Vol. 260, N 1—2. P. 166—170.
22. Мурашкевич А.Н., Жарский И.М. Теория и методы выращивания монокристаллов: учеб. пособ. для студ. Минск: БГТУ, 2010. 214 с.
23. Багдасаров Х.С., Гиваргизов Е.И., Демьянец Л.Н. и др. Современная кристаллография. Т. 3: Образование кристаллов. М.: Наука, 1980. 401 с.

Список літератури

24. Современная кристаллография; под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова, Л.А. Шувалова. М.: Наука, 1980. 329 с.
25. Леонюк Н.И., Лютин В.И., Мальцев В.В. Выращивание монокристаллов и моделирование процессов минералообразования: учеб. пособ. М: Изд-во МГУ, 2005. 103 с.
26. Леонюк Н.И., Копорулина Е.В., Волкова Е.А., Мальцев В.В. Зарождение, рост и морфология кристаллов. М: МАКС Прес, 2010. 143 с.
27. Wittwer V., Luchner K. Infrared-stimulated luminescence and conductivity in $\text{ZnO}(\text{Cu})^+$. *Physica Status Solidi (A)*. 1974. Vol. 25. P. 559—565.
28. Никитенко В.А., Малов М.М., Казанджиев С.А., Кузьмина И.П. Влияние минерализатора LiOH и легирования литием на структуру и свойства монокристаллов цинкита. *Изв. АН СССР. Неорганические материалы*. 1975. Т. 2, № 10. С. 1818—1821.
29. Nikitenko V.A. Luminescence and EPR of zinc oxide (review). *Journal of Applied Spectroscopy*. 1992. Vol. 5. P. 783—798.
30. Картунова Е.В., Лютин В.И. Гидротермальные монокристаллы цинкита. Получение и исследование физических свойств: в 3 т. Т. 1. Александров: ВНИИСИМС, 2000. 470 с.
31. Регель В.Р., Чернышова М.А., Костюкова Е.П. и др. Влияние ротационной пластичности на рост кристаллов ZnO: Дисклинация. Теория и эксперимент. Подтверждение. Ленинград: Изд-во физ.-тех. лит., 1984. С. 169—171.
32. Кузьмина И.П., Комарова Р.Е., Лазаревская О.А. и др. Морфология, реальная структура, механические свойства гидротермальных кристаллов оксида цинка: VII Всесоюзная конференция по росту кристаллов: тез. докл. М., 1988. С. 175—176.
33. Демянец Л.Н., Комарова Е.Е., Кузьмина И.П., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Монокристаллы оксида цинка. Получение и оптические свойства в инфракрасной области спектра. М.: Ин-т Кристаллографии РАН, 1992. 40 с. (Препринт. РАН, Ин-т Кристаллографии; № 5).
34. Collins R.J., Kleinman D.A. Infrared reflectivity of zinc oxide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1959. Vol. 11. P. 190—194.
35. Scharowsky E. Optische und elektrische Eigenschaften von ZnO — Einkristallen mit Zn-überschuß. *Zeitschrift für Physik*. 1953. Vol. 135. P. 318—330.
36. Mollwo E., Stöckmann F. Über die elektrische Leitfähigkeit von Zinkoxyd. *Annalen der Physik*. Vol. 6, N 3. 1948. P. 223—229.
37. Mollwo E., Müller G., Wagner P. Energetische Lage des Cu Akzeptorniveaus in ZnO — Einkristallen. *Solid State Communications*. 1973. P. 1283—1287.
38. Özgür Ü., Alivov Ya.I., Liu C. et al. A comprehensive review of ZnO materials and devices. *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 98. P. 041301-1—041301-103.
39. Utsch B., Hausmann A. Halleffekt und Leitfähigkeit messungen an Zinkoxid-Einkristallen mit Sauerstofflücken als Donatoren. *Zeitschrift für Physik (B). Condensed Matter*. 1975. Vol. 21. P. 27—31.
40. Anderson Janotti and Chris G Van de Walle. Fundamentals of zinc oxide as a semiconductor. *Reports on Progress in Physics*. 2009. Vol. 72. P. 126501.
41. Вавилов В.С. Особенности физики широкозонных полупроводников и их практических применений. *УФН*. 1994. Т. 164, № 3. С. 287—296.
42. Paul Erhart, Karsten Albe. Diffusion of zinc vacancies and interstitials in zinc oxide. *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88. P. 201918.
43. Abrahams S.C., Bernstein I.L. Remeasurement of the structure of hexagonal ZnO. *Acta crystallogr (B)*. 1969. Vol. 25. P. 1233—1236.
44. Djurišić A.B., Ng A.M.C., Chen X.Y. Review ZnO nanostructures for optoelectronics: Material properties and device applications. *Progress in Quantum Electronics*. 2010. Vol. 34. P. 191—259.
45. Hirschwald W., Bonasewicz P., Ernst L. Zinc oxide: Properties and behaviour of the bulk, the Solid. *Vacuum and Solid Gas Interface*. 1981. Vol. 7. P. 143—482.

Список літератури

46. Cole W. Litton, Thomas C. Collins, Donald C. Reynolds et al. Zinc Oxide Materials for Electronic and Optoelectronic Device Applications. SERIES Wiley Series in Materials for Electronic and Optoelectronic Applications. 2009. 353 p.
47. Juárez-Díaz G., Martínez J., García-Cruz M.L. et al. Hall effect and conductivity in zinc oxide (ZnO) doped by thermal diffusion of indium and copper. *Physica Status Solidi (C)*. 2010. Vol. 7, N 3—4. P. 957—959.
48. Coleman V.A., Jagadish C. Basic Properties and Applications of ZnO: Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures Processing, Properties and Applications. 2006. P. 1—20.
49. Klaus Ellmer, Andreas Klein, Bernd Rech. Transparent Conductive Zinc Oxide: Basics and Applications in Thin Film Solar Cells. Springer Science & Business Media, 2007. 446 p.
50. Klaus Ellmer, Andreas Klein, Bernd Rech. Transparent Conductive Zinc Oxide: Basics and Applications in Thin Film Solar Cells. Springer Series in Materials Science, 2008. 437 p.
51. Klingshirn C.F., Waag A., Hoffmann A., Geurts J. Zinc Oxide: From Fundamental Properties Towards Novel Applications. Springer Series in Materials Science, 2010. 359 p.
52. Ellmer K. Transparent Conductive Zinc Oxide and Its Derivatives: Handbook of transparent conductors; edited by D.S. Ginley, H. Hosono, D.C. Paine. New York: Springer, 2010. P. 193—263.
53. Sans J.A., Sánchez-Royo J.F., Segura A. et al. Chemical effects on the optical band-gap of heavily doped ZnO : MIII (M = Al, Ga, In): An investigation by means of photoelectron spectroscopy, optical measurements under pressure, and band structure calculations. *Physical Review (B)*. 2009. Vol. 79. P. 195105.
54. Vande Walle C.G. Hydrogen as a Cause of Doping in Zinc Oxide. *Physical Review Letters*. 2000. Vol. 85. P. 1012—1015.
55. McCluskey M.D., Jokela S.J. Hydrogen Donors in Zinc Oxide. Zinc Oxide A Material for Micro- and Optoelectronic Applications. *Report on Progress in Physics*. 2009. Vol. 72, N 12. P. 125—132.
56. Cox S.F.J., Davis E.A., Cottrell S.P. et al. Experimental Confirmation of the Predicted Shallow Donor Hydrogen State in Zinc Oxide. *Physical Review Letters*. 2001. Vol. 86. P. 2601—2604.
57. Strzhemechny Y.M., Mosbacker H.L., Look D.C. et al. Remote hydrogen plasma doping of single crystal ZnO. *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 84. P. 2545—2547.
58. Boccuzzi F., Borello E., Zecchina A. et al. Infrared Study of ZnO Surface Properties. I. Hydrogen and Deuterium Chemisorption at Room Temperature. *Journal Catal.* 1978. Vol. 51. P. 150—159.
59. Родзевич А.П. Физико-химические основы металлургических процессов: учеб. пособ. Томск: Изд-во Томского политехнического ун-та, 2010. 298 с.
60. Третьяков Ю.Д., Путляев В.И. Введение в химию твердофазных материалов. М.: Изд-во МГУ; Наука, 2006. 342 с.
61. Маркевич І.В., Борковська Л.В., Венгер Є.Ф. та ін. Електричні, оптичні та люмінесцентні властивості монокристалів оксиду цинку. *УФЖ*. 2018. Т. 13, № 1. С. 57—76.
62. Корсунська Н.О., Маркевич І.В., Борковська Л.В. та ін. Структурні, оптичні та електрон-фононні властивості легованих широкозонних оксидів. Ніжин: Вид-во НДУ ім. М. Гоголя, 2018. 160 с.
63. Regel V.R., Sizova N.L., Chernysheva M.A. et al. Microhardness and Resistivity Anisotropy of ZnO Plastic Deformation. *Crystal Research and Technology*. 1982. Vol. 17, N 12. P. 1579—1584.
64. Loshmanov A.A., Chernysheva M.A., Trunov V.A., Regel V.R. The comparative study of mosaic structure of ZnO crystals by γ -ray diffraction and conoscopic methods. *Crystal Research and Technology*. 1984. Vol. 19, N 1. P. 73—78.
65. Czernuszka J.T., Pratt N. Cathodoluminescence-mode imaging of dislocations in zinc oxide. *Journal of Philosophical Magazine Letters*. 1990. Vol. 61, N 3. P. 83—90.

Список літератури

66. Черный В.Д. Оптические свойства и электронный парамагнитный резонанс локализованных дефектов в окиси цинка: дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МЭИ, 1978.
67. Barnoussi M., Bouhelal A., Albert J.P., Gout C. Study of ideal vacancies in ZnS and ZnO (Wurtzite). *Solid State Communications*. 1983. Vol. 45, N 9. P. 845—847.
68. Derek A. Long. The Raman Effect: A Unified Treatment of the Theory of Raman Scattering by Molecules. John Wiley & Sons, Ltd, 2002. 610 p.
69. Damen T.C., Porto S.P.S., Tell B. Raman effect in zinc oxide. *Physical Review*. 1966. Vol. 142, N 2. P. 570—574.
70. Виноградов Е.А., Мельник Н.Н., Цуркан А.Е., Кичерман Л.В. Комбинационное рассеяние света в монокристаллах ZnO. *ЖИТС*. 1977. Т. 26, вып. 6. С. 1059—1062.
71. Arquello C.A., Rousseau D.L., Porto S.P.S. First order Raman effect in wurtzite type crustals. *Physical Review (B)*. 1969. Vol. 181, N 3. P. 1351—1363.
72. Spitzer W.G., Fanh Y. Determination of Optical Constants and Carrier Effective Mass of Semiconductors. *Physical Review*. 1958. Vol. 106, N 5. P. 882—890.
73. Weiger R.L. Optical Properties of Free Elecrons in ZnO. *Physical Review*. 1966. Vol. 152, N 2. P. 736—739.
74. Finkenraff H., Krug K., Uhle U. Optical Absorption by Free Polarons in ZnO. *Physica Status Solidi (B)*. 1976. Vol. 78, N 1. P. 27—30.
75. Button K.J., Cohn D.R., Ortenbert M.T. et al. Zeeman Splitting of Anomalous Shallow bound States in ZnO. *Physical Review Letters*. 1972. Vol. 28, N 25. P. 1637—1639.
76. Baer W.S. Faraday Rotation in ZnO: Determination of the Electron Effective Mass. *Physical Review*. 1967. Vol. 154, N 3. P. 785—789.
77. Hagemark K.I., Toren P.E. Determination of Excess Zn in ZnO: The Phase Boundary Zn-Zn_{1-x}O. *Journal of Electrochemical Society*. 1975. Vol. 122, N 7. P. 992—994.
78. Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному полярному напівпровіднику ZnO. *УФЖ*. 2000. Т. 45, № 8. С. 976—984.
79. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Анизотропия электрофизических свойств монокристаллов окиси цинка. *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 9. С. 2624—2633.
80. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропия эффективных масс электронов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1992. Т. 34, № 2. С. 423—428.
81. Мельничук А.В., Гончаренко А.В., Пасечник Ю.А., Шилов А.А. Влияние обработки поверхности на спектры ИК отражения карбида кремния в области остаточных лучей. Деп. в УкрНИИТИ. 07.06.1991. № 834. Ук. 91. 16 с.
82. Венгер Е.Ф., Нимчин В.П., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны в гексагональном карбиде кремния. Киев: Ин-т полупроводников АН Украины, 1992. 35 с. (Препринт. АН Украины, Ин-т полупроводников; № 11).
83. Мельничук А.В. Влияние плазмон-фононных возбуждений на коэффициент отражения гексагонального карбида кремния. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 2 (8). С. 646—654.
84. Кофстад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых окислах металлов; пер. с англ. О.Е. Каширенинова; под ред. Н.Н. Семенова. М.: Мир, 1975. 396 с.
85. Романтеев Ю.П. Металлургия тяжелых цветных металлов: Свинец. Цинк. Кадмий; под ред. Ю.П. Романтеева, В.П. Быстрова. М.: Издат. дом МИСиС, 2010. 574 с.
86. Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1987. 651 с.
87. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В. Оптические свойства полупроводников: справочник. Киев.: Наукова думка, 1987. 620 с.
88. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
89. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М.: Физматлит, 2009. 484 с.
90. Kozlova N.S., Kozlova A.P., Zabelina E.V. et al. Spectrophotometric Methods of Refractive Indices Measurement Measuring the refractive index of single crystal optical materials using two methods. Printed in the USA, January 4, 2019.

Список літератури

91. Borisenko S.I. Refraction Index and methods for its experimental determination. Tomsk: Tomsk Polytechnic University, 2014. P. 1—5.
92. Kozlova N.S., Kozlova A.P., Goreeva Zh.A. Spectrophotometric Methods and their Capabilities to Study Material Optical Parameters, Proceedings of the 2nd International Ural Conference on Measurements (UralCon). 2017. P. 281—288.
93. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Электромагнитные волны в одноосных проводящих кристаллах в магнитном поле. *ФТП*. 1972. № 4. С. 703—709.
94. Шалимова К. Физика полупроводников. Спб.: Лань, 2010. 400 с.
95. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 618 с.
96. Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев: Наукова думка, 1979. 180 с.
97. Ellmer K., Klein A., Rech B., Ellmer K. Electrical Properties. Transparent Conductive Zinc Oxide. Springer Series in Materials Science. Springer, Berlin, Heidelberg, 2008. Vol. 104.
98. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Застосування сильного однорідного магнітного поля для вивчення монокристалів ZnO. Фізико-математичні записки: зб. наукових праць. Ніжин: Вид-во НДУ ім. М. Гоголя, 2007. С. 5—11.
99. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. IR Reflection Coefficient of ZnO Single Crystals Subjected to Magnetic Field. Proceeding of the 5th International Conference on Microelectronics and Computer Science (19.09.2007—21.09.2007, Chişinău, Moldova). Vol. 1. P. 31—32.
100. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. Investigation of Surface Excitations in Optically-Anisotropic ZnO and 6H-SiC Single Crystals in the Presence of Magnetic Field Using IR Spectroscopy Techniques. Abstracts of the XVIII International School-Seminar Spectroscopy of Molecules and Crystals «XVIII ISSSMC» (20.09.2007—27.09.2007, Beregove, Crimea, Ukraine). P. 106—107.
101. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. Исследование монокристаллов ZnO при наличии сильного однородного магнитного поля в ИК-области спектра. Международная конференция HighMatTech: тез. докл.; под ред. В.В. Скорохода. Киев: Академперіодика НАН України, 2007. 543 с.
102. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Дослідження монокристалів ZnO та 6H-SiC методами ІЧ-спектроскопії, розміщених у сильному однорідному магнітному полі. III Міжнародна науково-практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології»: тез. доп. Кременчук, 2008. С. 89—90.
103. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. Investigation of ZnO single crystals subjected to high uniform magnetic field in IR spectral range. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. 2008. Vol. 11, N 1. P. 6—10.
104. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. Исследование монокристаллов ZnO и 6H-SiC методами ИК-спектроскопии: сб. научных трудов. Телави: Телавский государственный ун-т, 2008. № 2 (24). С. 30—34.
105. Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
106. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Отражательная способность монокристаллов окиси цинка в области остаточных лучей. *Квантовая электроника*. 1995. Вып. 47. С. 70—74.
107. Venger E.F., Melnichuk A.V., Melnichuk L.Ju., Pasechnik Ju.A. Anisotropy of the ZnO single crystal reflectivity in the region of residual rays. *Physica Status Solidi (B)*. 1995. Vol. 188, N 2. P. 823—831.
108. Грановский А.Б., Кузьмичев М.В., Клерк Ж.П. Особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с ГМС в ИК-области спектра. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 5 (11). С. 1762—1769.

Список літератури

109. Кубраков Н.Ф., Звездин А.К., Звездин Н.А. и др. Новый интенсивный магнито-оптический эффект в материалах, обладающих гигантским сопротивлением. *ЖЭТФ*. 1998. Т. 114, вып. 3. С. 1101—1114.
110. Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гуцин В.С. Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках с туннельным магнитосопротивлением. *ФТТ*. 2000. Т. 42, вып. 3. С. 487—491.
111. Кравец В.Г., Погорелый А.Н., Кравец А.Ф. и др. Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$. *ФТТ*. 2003. Т. 45, вып. 8. С. 1456—1462.
112. Юрасов А.Н., Борискина Ю.В., Ганьшина Е.А. и др. Магниторефрактивный эффект в манганитах. *ФТТ*. 2007. Т. 49, вып. 6. С. 1066—1069.
113. Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект как бесконтактный метод исследования функциональных материалов. *Материаловедение*. 2014. Т. 6. С. 32—37.
114. Грановский А.Б., Инуе М., Клерк Ж.П., Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект в наноконпозициях: зависимость от угла падения и поляризации света. *ФТТ*. 2004. Т. 46, вып. 3. С. 484—487.
115. Кравец А.Ф., Джежеря Ю.И., Кравец В.Г., Климук О. Особенности отражения инфракрасного излучения кристаллическими диэлектриками в магнитном поле. *ЖЭТФ*. 2004. Т. 126, № 6. С. 1362—1366.
116. Kravets V.G., Poperechenko L.V., Yurglevich I.V. et al. Optical and magneto-optical properties and magnetorefractive effect in metal-insulator $\text{CoFe-Al}_2\text{O}_3$ granular films. *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 98, N 4. P. 043705.
117. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Магніторефрактивний ефект у монокристалах ZnO та 6H-SiC . *Оптоелектроніка і напівпровідникова техніка*. 2008. Вип. 43. С. 30—37.
118. Капустина А.Б., Петров Б.В., Родина А.В., Сейсян Р.П. Магнитопоглощение гексагональных кристаллов CdSe в сильных и слабых полях: квазикубическое приближение. *ФТТ*. 2000. Т. 42, № 7. С. 1207—1217.
119. Кричевцов Б.Б., Вебер Х.-Ю. Взаимное и не взаимное магнитное линейное дву-преломление в полупроводнике $\gamma\text{-Dy}_2\text{S}_3$. *ФТТ*. 2004. Т. 46, № 3. С. 488—494.
120. Nakagawa T., Matsumoto K., Sakaguchi I. et al. The diffusion and precipitation of indium in zinc oxide. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 47, N 10R. P. 7848—7851.
121. Chen Z.Q., Maekawa M., Kawasuso A. et al. Annealing process of ion-implantation-induced defects in ZnO : Chemical effect of the ion species. *Journal of Applied Physics*. 2006. Vol. 99, N 9. P. 093507.
122. Van de Walle C.G. Defect analysis and engineering in ZnO . *Physica B*. 2001. Vol. 308—310. P. 899—903.
123. Kappers L.A., Gilliam O.R., Evans S.M. et al. EPR and optical study of oxygen and zinc vacancies in electron-irradiated ZnO . *Nuclear Instruments Methods in Physics Research (B)*. 2008. Vol. 266. P. 2953—2957.

До розділу 2

1. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 375 с.
2. Жижин Г.Н., Марвин Б.Н., Шабанов В.Ф. Оптические колебательные спектры кристаллов. М.: Наука, 1984. 231 с.
3. Queisser H.J. Advances in Solid State Physics: Plenary Lectures of Divisions of the German Physical Society (Freudenstadt, April 1—5, 1974). 310 p.
4. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наука, 2001. 192 с.
5. Ka-Di Zhu, Shi-Wei Gu. Quantum Theory of Surface Polaritons on a Rough Surface. *Communications in Theoretical Physics*. Vol. 17, N 3. P. 291—302.

Список літератури

6. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Фирсов Ю.А. Поверхностные оптические фононы в ионных кристаллах. *УФН*. 1974. Т. 113, № 1. С. 29—67.
7. Поверхностные поляритоны; под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
8. Farzad Ebrahimi. Surface waves — new trends and developments. London, United Kingdom: IntechOpen, 2018. 146 p.
9. Agranovich, V.M., Ginzburg V. Surface Excitons and Polaritons. Crystal Optics with Spatial Dispersion and Excitons. 1984. P. 271—327.
10. Agranovich V.M., Galanin M.D. Theory of electronic excitations in molecular crystals. In Electronic Excitation Energy Transfer in Condensed Matter. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, The Netherlands, 1982. P. 81—170.
11. Kotanjyan A.S., Mkrtchyan A.R., Saharian A.A., Kotanjyan V.Kh. Generation of surface polaritons in dielectric cylindrical waveguides. *Physical review accelerators and beams*. 2019. Vol. 22. P. 040701.
12. Georgia T. Papadakis, Artur Davoyan, Pochi Yeh, Harry A. Atwater. Mimicking surface polaritons for unpolarized light with high-permittivity materials. *Physical Review Materials*. 2019. Vol. 3. P. 015202.
13. Nikolai Christian Passler, Andreas Heßler, Matthias Wuttig et al. Surface Polariton-Like s-Polarized Waveguide Modes in Switchable Dielectric Thin-Films on Polar Crystals. arXiv: 1906.10593v1.
14. Caldwell J.D., Lindsay L., Giannini V. et al. Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons. *Nanophotonics*. 2015. Vol. 4. P. 44—68.
15. Papadakis G.T., Davoyan A., Yeh P., Atwater H.A. Mimicking surface polaritons for unpolarized light with highpermittivity materials. *Physical Review Materials*. 2019. Vol. 3. P. 015202.
16. Dunkelberger A.D., Ellis C.T., Ratchford D.C. et al. Active tuning of surface phonon polariton resonances via carrier photoinjection. *Nature Photonics*. 2018. Vol. 12. P. 50—56.
17. Passler N.C., Razdolski I., Gewinner S. et al. Second-Harmonic Generation from Critically Coupled Surface Phonon Polaritons. *ACS Photonics*. 2017. Vol. 4. P. 1048—1053.
18. Passler N.C., Paarmann A. Generalized. 4 matrix formalism for light propagation in anisotropic stratified media: study of surface phonon polaritons in polar dielectric heterostructures. *Journal of the Optical Society of America (B)*. 2017. Vol. 34. P. 2128.
19. Дубовский О.А. Влияние запаздывающего взаимодействия на спектр поверхностных экситонов в одноосных кристаллах. *ФТТ*. 1970. Т. 12. С. 3054—3056.
20. Paarmann A., Razdolski I., Melnikov A. et al. Second harmonic generation spectroscopy in the Reststrahl band of SiC using an infrared free-electron laser. *Applied Physics Letters*. 2015. Vol. 107. P. 081101.
21. Алыпич В.И., Любимов В.Н. Дисперсионные поляритоны на металлизированных поверхностях оптически одноосных кристаллов. *ЖЭТФ*. 2005. Т. 128. С. 904.
22. Любимов В.Н., Санников Д.Г. Поверхностные электромагнитные волны в одноосных кристаллах. *ФТТ*. 1972. Т. 14, вып. 3. С. 675—681.
23. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел. *УФН*. 2009. Т. 179, № 5. С. 449—485.
24. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Решина И.И. Поверхностные колебания в анизотропных кристаллах. *ФТТ*. 1973. Т. 15, № 4. С. 1118—1123.
25. Hartstein A., Burstein E., Brion J.J., Wallis R.F. Surface polaritons On semi-Infinite anisotropic media. *Surface Science*. 1973. Vol. 34. P. 81—89.
26. Puchkovskaya G.A., Strizhevskii V.L., Frolkov Y.A. et al. Crystal Optics of Surface Polaritons in Anisotropic Crystals. *Physica Status Solidi (B)*. 1978. Vol. 89, N 1. P. 27—36.
27. Hartstein A., Burstein E., Brion J.J., Wallis R.F. Virtual Excitation Tupe Surface Polaritons on Anisotropic Media. *Solid State Communications*. 1973. Vol. 12. P. 1083—1090.

Список літератури

28. Borstel G. Interface and Surface Polaritons of Semi-infinite Bixial Crustals. *Physica Status Solidi (B)*. 1973. Vol. 60, N 1. P. 427—438.
29. Schuller E., Borstel G., Falge H.J. Surface Phonon-Polaritons on general crustal cuts of α -quartz observed ATR. *Physica Status Solidi (B)*. 1975. Vol. 69, N 2. P. 467—476.
30. Merten L., Borstel G. Bulk and Surface Phonon-Polaritons in Anisotropic Crustals. *Journal of Raman Spectr.* 1981. Vol. 10, N 2. P. 205—211.
31. Wallis R.F., Brion J.J., Burstein E., Hartstein A. Theory of surface polaritons in anisotropic dielectric media with application to surface magnetoplasmons in semiconductors. *Physical Review (B)*. 1974. Vol. 9, N 8. P. 3424—3437.
32. Puchkovskaya G.A., Strizevskij V.L., Frolkov Ju.A. et al. Crustal Optics of Surface Polaritons in Anisotropic Crustals. *Physica Status Solidi (B)*. 1978. Vol. 89, N 1. P. 27—36.
33. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Решина И.И. Поверхностные оптические фононы в одноосных кристаллах. *Письма в ЖЭТФ*. 1972. Т. 16, № 8. С. 445—448.
34. Falge H.J., Borstel G., Otto A. Dispersion of generalized surface phonon polaritons on α -quartz observed by attenuated total reflection. *Physica Status Solidi (B)*. 1974. Vol. 65, N 1. P. 123—132.
35. Falge H.J., Otto A. Dispersion of phonon-like surface polaritons α -quartz observed by ATR. *Physica Status Solidi (B)*. 1973. Vol. 56, N 2. P. 523—534.
36. Решина И.И., Золотарев В.М. Поверхностные колебания в α -кварце. *ФТТ*. 1973. Т. 15, № 10. С. 3010—3024.
37. Пасечник Ю.А., Снитко О.В., Бычков А.Г., Романенко В.Ф. Дисперсия поверхностных поляритонов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1974. Т. 16, № 3. С. 719—724.
38. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Поверхностные плазмон-поляритоны в одноосных полупроводниках. *ФТТ*. 1975. Т. 17, № 7. С. 1944—1948.
39. Tarkhanyan R.H., Uzunoglu N.K. Radiowaves and polaritons in anisotropic media. John Wiley & Sons Inc, 2006. 224 p.
40. Яковлев В.А., Жижин Г.Н. Поверхностные колебания в кристаллах Al_2O_3 , LiNbO_3 и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. *Письма в ЖЭТФ*. 1974. Т. 19, № 6. С. 333—336.
41. Баншиков А.Г., Гербштейн Ю.М., Смирный В.В. Поверхностные поляритоны и константы ангармонического затухания в SrTiO_3 . *ФТТ*. 1975. Т. 17, № 8. С. 2360—2363.
42. Яковлев В.А., Жижин Г.Н., Мусатов М.И., Рубинина Н.М. Дисперсия поверхностных поляритонов и структура высокочастотных полос остаточных лучей сапфира и ниобата лития. *ФТТ*. 1975. Т. 17, № 10. С. 3010—3013.
43. Байса Д.Ф., Макаренко С.П., Пучковская Г.А. и др. Эффекты анизотропии в спектрах поверхностных поляритонов и фононов в диэлектрических кристаллах. *Изв. АН СССР. Серия физика*. 1983. Т. 47, № 8. С. 1630—1635.
44. Байса Д.Ф., Макаренко С.П., Пучковская Г.А. Влияние анизотропии на свойства колебательных поверхностных поляритонов в одноосных кристаллах. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1983. № 2. С. 28—34.
45. Стрижевский В.Л., Пучковская Г.А., Фролков Ю.А. и др. Кристаллооптика поверхностных поляритонов в анизотропных кристаллах: сб.: Спектроскопия молекул и кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978. С. 66—75.
46. Байса Д.Ф., Макаренко С.П., Стрижевский С.В. Поверхностные поляритоны типа 2 в LiNbO_3 . *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1983. № 12. С. 35—40.
47. Пучковская Г.А., Стрижевский В.Л., Фролков Ю.А., Чепилко Н.М. Метод нарушенного полного внутреннего отражения в спектроскопии поверхностных поляритонов. *УФЖ*. 1980. Т. 25, № 2. С. 271—276.
48. Chu J.I., Bates J.B. Dispersion of Surface Polaritons in Uniaxial Al_2O_3 . *Physical Review (B)*. 1986. Vol. 34, N 4. P. 2757—2761.
49. Венгер Е.Ф., Горыня Л.М., Дмитрук Н.Л., Зуев В.А. Поверхностные фононные поляритоны в одноосных кристаллах α - ZnP_2 и CdP_2 . *УФЖ*. 1987. Т. 32, № 9. С. 1334—1338.

Список літератури

50. Довбешко Г.И., Огурцов С.В., Пучковская Г.А., Шпак М.Т. Исследование фотодеструкции пленок окиси цинка методом спектроскопии поверхностных поляритонов и рентгеноструктурного анализа. *УФЖ*. 1983. Т. 28, № 4. С. 591—595.
51. Dye-Zone A. Chen, Arvind Narayanaswamy, Gang Chen. Surface phonon-polariton mediated thermal conductivity enhancement of amorphous thin films. *Physical review (B)*. 2005. Vol. 72. P. 155435.
52. Dovbesko G.I., Ogurtsov S.V., Pushkovskaya G.A. et al. The use of surface polariton spectroscopy of thin crystalline layers with different ordering degree. *Journal of Molecular Structure*. 1984. Vol. 114. P. 305—308.
53. Довбешко Г.И., Колисниченко Г.А., Огурцов С.В. и др. Эффективность спектроскопии поверхностных поляритонов и внешнего отражения при изучении свойств и структуры металлических и полупроводниковых пленок на плавленном кварце. XIX Всесоюзный съезд по спектроскопии: тез. докл. Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1983. Ч. IV. С. 109—111.
54. Thomas D.G. The diffusion and precipitation of indium in oxide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1958. Vol. 9. P. 31—42.
55. Arquello C.A., Rousseau D.L., Porto S.P.S. First order Raman effect in wurtzite type crustals. *Physical Review (B)*. 1969. Vol. 181, N 3. P. 1351—1363.
56. Виноградов Е.А., Мельник Н.Н., Цуркан А.Е., Кичерман Л.В. Комбинационное рассеяние света в монокристаллах ZnO. *ЖПС*. 1977. Т. 26, вып. 6. С. 1059—1062.
57. Collins R.J., Kleinman D.A. Infrared reflectivity of zinc oxide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1959. Vol. 11. P. 190—194.
58. Spitzer W.G., Fanh Y. Determination of optical constants and carrier effective mass of semiconductors. *Physical Review (B)*. 1958. Vol. 106, N 5. P. 882—890.
59. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. М.: Высшая школа, 2000. 494 с.
60. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
61. Агранович В.М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности. *УФН*. 1975. Т. 115, вып. 2. С. 199—237.
62. Агранович В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
63. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Анизотропия электрофизических свойств монокристаллов окиси цинка. *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 9. С. 2624—2633.
64. Engelbrecht F., Helbig R. Effect of crystal anisotropy on the infrared reflectivity of 6H-SiC. *Physical Review (B)*. 1993. Vol. 48. P. 15698—15707.
65. Venger E.F., Melnichuk A.V., Melnichuk L.Ju., Pasechnik Ju.A. Anisotropy of the ZnO single crystals reflectivity in the region of region of resiquial rays. *Physica Status Solidi (B)*. 1995. Vol. 188, N 2. P. 118—127.
66. Cammon R.W., Palik E.D. ATR Spectral Linewidth: Analysis of Surface-Polaritons Dispersion Relation and Damping Rates. *Journal of the Optical Society of America*. 1974. Vol. 64, N 3. P. 350—356.
67. Shportko K.V., Otto A., Venger E.F. Dispersion of Phonon Surface Polaritons in ZnGeP₂: Anisotropy and Temperature Impacts. *Nanoscale Research Letters*. 2016. Vol. 11. P. 1—7.
68. Решина И.И., Мирлин Д.Н., Банщиков А.Г. Определение параметров ангармонизма и оптических постоянных кристаллов по спектрам поверхностных поляритонов. *ФТТ*. 1976. Т. 18, № 2. С. 506—510.
69. Тарханян Р.Г. Теория распространения и возбуждения электромагнитных волн в одноосных полупроводниках: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Киев, 1977. 28 с.
70. Askerbeyli R.T. The Influence of External Magnetic Field on the Spectra of Magnetic Polaritons and Magnetostatic Waves. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. 2016. Vol. 30 (4). P. 1115—1122.

Список літератури

71. Abraha K., Smith S.R.P., Tilley D.R. Surface polaritons and attenuated total reflection spectra of layered antiferromagnets in the Faraday configuration. *Journal of Physics: Condensed Materials*. 1995. Vol. 7 (32). P. 6423—6436.
72. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Физматлит, 2008. 488 с.
73. Решина И.И., Гербштейн Ю.М., Мирлин Д.Н. Смешанные плазмон-фононные поверхностные моды в InSb. *ФТТ*. 1972. Т. 14, № 4. С. 1280—1283.
74. Bryksin V.V., Gerbstein Yu.M., Mirlin D.N. Experimental Study of Surface Optical Modes in Ionic Crystal Slabs. *Solid State Communs*. 1972. Vol. 11, N 3. P. 113—118.
75. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсионные зависимости поверхностных плазмон-фононных поляритонов окиси цинка. *ФТТ*. 1996. Т. 38, № 2. С. 262—264.
76. Мельничук А.В., Венгер Е.Ф., Мельничук Л.Ю. и др. Поверхностные поляритоны в сильно легированном карбиде кремния. Оптическая спектроскопия: сб. научных трудов. Киев: Ин-т физики АН У, 1993. Т. 2. С. 315—329.
77. Мельничук О.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Дослідження анізотропних монокристалів оксиду цинку методом спектроскопії поверхневих поляритонів: зб. наукових праць. Ніжин, 1994. Т. XIV. С. 83—86.
78. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны в монокристаллах окиси цинка. Киев: УГПУ им. М.П. Драгоманова, 1995. 30 с. (Препринт. УГПУ им. М.П. Драгоманова; № 16—95).
79. Мельничук Л.Ю. Плазмон-фононна взаємодія в об'ємі і на поверхні окису цинку: зб. наукових праць. Київ: УГПУ им. М.П. Драгоманова. Вип. № 1. С. 249.
80. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Нимчин В.П., Пасечник Ю.А. Поверхностные поляритоны в гексагональном оксиде цинка. Киев: КГПИ им. М. Горького, 1992. 34 с. (Препринт. КГПИ им. М. Горького; № 8—92).
81. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на поверхностные поляритоны в монокристаллах окиси цинка. Киев: УГПУ им. М.П. Драгоманова, 1995. 27 с. (Препринт. УГПУ им. М.П. Драгоманова; № 4—95).
82. Brion J.J., Wallis R.F., Hartstein A., Burstein E. Interaction of surface magnetoplasmons and surface optical phonons in polar semiconductors. *Surface Science*. 1973. Vol. 34, N 1. P. 73—80.
83. Palik E.D., Kaplan R., Gammon R.W. et al. Quinn. Coupled surface magnetoplasmon-optic-phonon polariton modes on InSb. *Physical Review (B). Solid State*. 1976. Vol. 13, N 6. P. 2497—2506.
84. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны гексагональной окиси цинка. *ЖТФ*. 1998. Т. 68, Вып. 1. С. 58—62.
85. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсионные зависимости поверхностных плазмон-фононных поляритонов окиси цинка. *ФТТ*. 1996. Т. 38, № 2. С. 651—653.
86. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Затухание поверхностных плазмон-фононных поляритонов окиси цинка. *ФТТ*. 1996. Т. 38, № 8. С. 2343—2346.
87. Martin B.G., Maradudin A.A., Wallis R.F. Theory of damped surface magnetoplasmons in *n*-type InSb. *Surface Science*. 1978. Vol. 77. P. 416—426.
88. Шрамкова О.В. Затухание электромагнитных волн в полупроводниковой сверхрешетке, помещенной в магнитное поле. *ЖТФ*. 2004. Т. 74, вып. 2. С. 92—97.

До розділу 3

1. Гаршин А.П. Карбид кремния. Монокристаллы, порошки и изделия на их основе. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2006. 124 с.
2. Францевич И.Н., Гнесин Г.Г., Зубкова С.М. и др. Карбид кремния, свойства и области применения. Киев: Наукова думка, 1975. 80 с.

Список літератури

3. Silicon Carbide. Materials, Processing and Applications in Electronic Devices: edited by Moumita Mukherjee. Published by InTech, 2011. 546 p.
4. Kiyoshi Takahashi, Akihiko Yoshikawa, Adarsh Sandhu. Wide Bandgap Semiconductors: Fundamental Properties and Modern Photonic and Electronic Devices. Springer Science & Business Media, 2007. 460 p.
5. Полях О., Руднева В., Галевский Г. Карбид кремния. Нанотехнология и применение для гальванотехники. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. 152 с.
6. Baliga B. Jayant. Gallium Nitride and Silicon Carbide Power Devices. World Scientific Publishing Company, 2016. 592 p.
7. Беляев А.Е., Конакова Р.В. Карбид кремния: технология, свойства, применение. Харьков: ИСМА, 2010. 532 с.
8. Иванов П.А., Челноков В.Е. Полупроводниковый карбид кремния технология и приборы. *ФТП*. 1995. Т. 29, № 11. С. 1921—1943.
9. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наукова думка, 2001. 192 с.
10. Shur M., Rumyantsev S., Levinshtein M. SiC materials and devices. London: World Scientific, 2006. 334 p.
11. Иванов П.А., Левинштейн М.Е., Мнацаканов Т.Т. Мощные биполярные приборы на основе карбида кремния. *ФТП*. 2005. Т. 39, вып. 8. С. 897—913.
12. Хениш Г., Рой Р. Карбид кремния. М.: Мир, 1972. 387 с.
13. Harris L. Properties of silicon carbide. Stevenage: INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 1995. 420 p.
14. Бабаянц Г.И., Бабаянц К.Г., Потапенко В.А. Рентгенолюминесценция карбида кремния. *ЖТФ*. 2004. Т. 74, вып. 12. С. 94—95.
15. Загоруйко Ю.А., Пузиков В.М., Федоренко О.А., Коваленко Н.О. Модификация физических свойств широкозонных полупроводников $A^{IV}B^{VI}$. Харьков: Ин-т монокристаллов, 2005. 350 с.
16. Афанасьев А.В., Ильин В.А., Казарин И.Г., Петров А.А. Исследования термической стабильности и радиационной стойкости диодов Шоттки на основе карбида кремния. *ЖТФ*. 2001. Т. 71, вып. 5. С. 78—81.
17. Аристов В.Ю. Поверхность β -SiC (100): атомная структура и электронные свойства. *УФН*. 2001. Т. 171, № 8. С. 801—826.
18. Давыдов С.Ю. Об электронном родстве политипов карбида кремния. *ФТТ*. 2007. Т. 41, вып. 6. С. 718—720.
19. Давыдов С.Ю. Влияние давления на упругие свойства карбида кремния. *ФТТ*. 2004. Т. 46, вып. 7. С. 1169—1173.
20. Давыдов С.Ю. К расчету линейной и квадратичной диэлектрических восприимчивостей гексагонального карбида кремния. *ФТТ*. 2006. Т. 48, вып. 10. С. 1748—1750.
21. Spitzer W., Kleinman D., Walsh D. Infrared properties of hexagonal silicon carbide. *Physical Review*. 1959. Vol. 113, N 1. P. 127—132.
22. Калабухова Е.Н., Лукин С.Н., Громовой Ю.С., Мохов Е.Н. Спектр ЭПР доноров в 6H-SiC в широком температурном интервале. *ФТТ*. 1998. Т. 40, № 10. С. 1824—1828.
23. Мельничук А.В. Влияние плазмон-фононных возбуждений на коэффициент отражения от поверхности гексагонального карбида кремния. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 2 (8). С. 646—654.
24. Калабухова Е.Н., Лукин С.Н., Мохов Е.Н. ЭПР возбужденного состояния азота в 6H-SiC. *ФТТ*. 2000. Т. 42, вып. 5. С. 821—825.
25. Окунев А.О., Данильчук Л.Н., Ткаль В.А. Секционные изображения дислокаций, перпендикулярных поверхности монокристаллов 6H-SiC. *ФТТ*. 2006. Т. 48, вып. 11. С. 1962—1969.
26. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.

Список літератури

27. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В. Оптические свойства полупроводников: справочник. 1987. 608 с.
28. Пасечник Ю.А., Снитко О.В. Спектры отражения карбида кремния в области остаточных лучей. *УФЖ*. 1975. Т. 20, № 4. С. 674—678.
29. Ильин М.А., Кухарский Ф.Ф., Рашевская Е.П., Субашиев В.К. Эффективные массы свободных электронов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1971. Т. 13, № 8. С. 2478—2480.
30. Collwel P.J., Klein M.V. Raman scattering from electronic excitations in n-type silicon carbide. *Physical Review (B). Solid State*. 1972. Vol. 6, N 2. P. 498—515.
31. Tsunenobu Kimoto, James A. Cooper Fundamentals of Silicon Carbide Technology: Growth, Characterization, Devices, and Applications. John Wiley & Sons Singapore Pte. Ltd, 2014. 538 p.
32. Ломакина Г.А., Водаков Ю.А. Сравнительное исследование анизотропии электропроводности в разных поли типах SiC. *ФТТ*. 1973. Т. 15, № 1. С. 123—127.
33. Дубровский Г.Б., Лепнева А.Л. Энергетическая зонная структура и оптические спектры кристаллов карбида кремния. *ФТТ*. 1977. Т. 19, № 5. С. 1252—1257.
34. Гейдур С.А., Прокопенко В.Т., Яськов А.Д. Дисперсия двойного лучепреломления в SiC 6H. *ФТТ*. 1978. Т. 20, № 9. С. 2858—2860.
35. Кухарский А.А., Субашиев В.К. Определение некоторых параметров сильно легированных полупроводников из спектрального хода коэффициента отражения. *ФТТ*. 1966. Т. 8, № 3. С. 753—757.
36. Биленко Д.И., Евдокимов В.М., Казакова Н.П. и др. Определение параметров резко неоднородных полупроводниковых структур по инфракрасным спектрам отражения света. *ФТП*. 1971. Т. 5, № 7. С. 1423—1427.
37. Bechstedt F., Kackell P., Zywietz A. et al. Polytypism and Properties of Silicon Carbide. *Physica Status Solidi (B)*. 1997. Vol. 202. P. 35.
38. Мельничук А.В. Исследование поверхностных плазмон-фононных поляритонов монокристаллов SiC-6H методом НПВО. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1998. № 7. С. 76—81.
39. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсию поверхностных плазмон-фононных поляритонов карбида кремния. *ФТТ*. 1998. Т. 40, № 4. С. 636—640.
40. Венгер Е.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. та ін. Поверхневі плазмон-фононні поляритони карбиду кремнію. *УФЖ*. 1998. Т. 43, № 6. С. 726—731.
41. Мельничук О.В. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах SiC-6H. *УФЖ*. 1998. Т. 43, № 8. С. 984—986.
42. Мельничук А.В. Влияние плазмон-фононных возбуждений на коэффициент отражения гексагонального карбида кремния. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 2 (8). С. 646—654.
43. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропия эффективных масс электронов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1992. Т. 32, № 2. С. 423—428.
44. Венгер Е.Ф., Гончаренко А.В., Пасечник Ю.А., Мельничук А.В. Сравнительная оценка методов спектроскопии отражения и поверхностных поляритонов при определении частоты собственных колебаний полупроводниковой плазмы. *ЖПС*. 1992. Т. 56, № 3. С. 461—466.
45. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. и др. Поверхностные поляритоны в сильно легированном карбиде кремния. Оптическая спектроскопия: сб. научных трудов. Киев: Ин-т физики АНУ, 1993. Ч. 2. С. 315—329.
46. Кухарский А.А. Влияние затухания на плазмон-фононные спектры твердых тел. *ФТТ*. 1972. Т. 14, № 6. С. 1744—1751.
47. Yugami H., Nakashima S., Matsuishi U. Characterisation of the Free Carrier Concentration in doped — SiC Crystals by Raman Scattering. *Journal of Applied Physics*. 1987. Vol. 61, N 1. P. 354—358.

Список літератури

48. Демьянчик Д.В., Ильин М.А., Павлов В.Ф. и др. Поверхностные нарушения и отражательная способность SiC в полосе остаточных лучей. *ЖЛС*. 1973. Т. 18, № 2. С. 336—338.
49. Гончаренко А.В., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А., Шилов А.А. Влияние обработок поверхности на спектры ИК отражения карбида кремния в области остаточных лучей. Киев: КГПИ им. О.М. Горького, 1991. 18 с.
50. Tarkhanyan R.H., Uzunoglu N.K. Radiowaves and polaritons in anisotropic media. John Wiley & Sons Inc, 2006. 224 p.
51. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны гексагональной окиси цинка. *ЖТФ*. 1998. Т. 68, вып. 1. С. 58—62.
52. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Поверхностные плазмон-поляритоны в одноосных полупроводниках. *ФТТ*. 1975. Т. 17, № 7. С. 1944—1948.
53. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Связь электромагнитных волн, плазменных и оптических колебаний в одноосном полярном кристалле. *ФТП*. 1972. Т. 6. С. 1895—1898.
54. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Влияние свободных электронов и оптических фононов на распространение электромагнитных волн в одноосном кристалле. *ФТП*. 1972. Т. 6. С. 1716—1719.
55. Тарханян Р.Г. Распространение электромагнитных волн в одноосных полярных кристаллах с учетом пространственной дисперсии оптических фононов. *Известия АН Арм. ССР. Физика*. 1974. Т. 9. С. 451—455.
56. Tarkhanyan R.G. On the Propagation of Electromagnetic Waves in Uniaxial Polar Semiconductors with Spatial Dispersion. *Physica Status Solidi (B)*. 1974. Vol. 64. P. K93—K96.
57. Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному полярному напівпровіднику ZnO. *УФЖ*. 2000. Т. 45, № 8. С. 976—984.
58. Давиденко С.М., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Вплив плазмон-фононної взаємодії на коефіцієнт відбивання від поверхні електронного 6H-SiC. *Фізика: зб. наукових праць Полтавського державного педагогічного ун-ту ім. В.Г. Короленка*. 2000. Вип. 7. С. 94—98.
59. Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Вплив фонон-плазмового зв'язку на коефіцієнт відбивання від поверхні полярних напівпровідників 6H-SiC. *Математика. Фізика. Методика: зб. наукових праць. Ніжин: НДПІ ім. М.В. Гоголя*. 1997. С. 43—46.
60. Venger E.F., Melnichuk A.V., Melnichuk L.Ju., Ekimenko S.V. Plasmon-Phonon Excitations in Optically-anisotropic Semiconductor Single Crystals. Abstracts of International Conference «Advanced materials». Kiev, 1999. P. 153.
61. Savkina R., Khomenkova L. Oxide-Based Materials and Structures. Fundamentals and Applications. Publisher by CRC Press, 2020. 250 p.
62. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.
63. Engelbrecht F., Helbig R. Effect of crystal anisotropy on the infrared reflectivity of 6H-SiC. *Physical Review (B)*. 1993. Vol. 48. P. 15698—15707.
64. Narima H., Nakachima S., Ucmura T.J. Raman scattering from anisotropic LO-phonon-plasmon-coupled mode in *n*-type 4H- and 6H-SiC. *Journal of Applied Physics*. 1995. Vol. 78. P. 1996—2005.
65. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Анизотропия электрофизических свойств монокристаллов окиси цинка. *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 9. С. 2624—2633.
66. Демьянец Л.Н., Комарова Е.Е., Кузьмина И.П., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Монокристаллы оксида цинка. Получение и оптические свойства в инфракрасной области спектра. М.: Ин-т кристаллографии РАН, 1992. 39 с. (Препринт. РАН, Ин-т кристаллографии).
67. Стрижевский В.Л., Пучковская Г.А., Фролков Ю.А. и др. Кристаллооптика поверхностных поляритонов в анизотропных кристаллах. Спектроскопия молекул и кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978. С. 66—75.

Список літератури

68. Ломакина Г.А. Электрические свойства гексагонального SiC с примесью N и B. *ФТТ*. 1965. Т. 7, № 2. С. 600—605.
69. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Электромагнитные волны в одноосных проводящих кристаллах в магнитном поле. *ФТП*. 1972. № 4. С. 703—709.
70. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Дослідження монокристалів ZnO та 6H-SiC методами ІЧ-спектроскопії, розміщених у сильному однорідному магнітному полі. III Міжнародна науково-практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології»: тез. доп. Кременчук, 2008. С. 89—90.
71. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. Исследование монокристаллов ZnO и 6H-SiC, методами ИК-спектроскопии: сб. научных трудов. Телави: Телавский государственный ун-т, 2008. № 2 (24). С. 30—34.
72. Венгер Е.Ф., Евтушенко А.И., Мельничук Л.Ю., Мельничук А.В. Спектры отражения монокристалла 6H-SiC, размещенного в сильном однородном магнитном поле. *Инженерно-физический журнал*. 2009. Т. 82, № 6. С. 1185—1193.
73. Venger E.F., Evtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk A.V. Reflectance spectra of a 6H-SiC single crystal placed in a strong homogeneous magnetic field. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2009. N 82. P. 1211—1218.
74. Грановский А.Б., Кузьмичев М.В., Клерк Ж.П. Особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с ГМС в ИК-области спектра. *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 5 (11). С. 1762—1769.
75. Кравец А.Ф., Джежеря Ю.И., Кравец В.Г., Климук О. Особенности отражения инфракрасного излучения кристаллическими диэлектриками в магнитном поле. *ЖЭТФ*. 2004. Т. 126, № 6. С. 1362—1366.
76. Венгер Є.Ф., Євтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Магніторефрактивний ефект у монокристалах ZnO та 6H-SiC. *Оптоелектроника и полупроводниковая техника*. 2008. Вып. 43. С. 30—37.

До розділу 4

1. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 375 с.
2. Поверхностные поляритоны; под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
3. Tarkhanyan R.H., Uzunoglu N.K. Radiowaves and polaritons in anisotropic media. John Wiley & Sons Inc, 2006. 224 p.
4. Jamison Sloan, Nicholas Rivera, John D. Joannopoulos et al. Controlling spins with surface magnon polaritons. *Physical Review (B)*. 2019. Vol. 100. P. 235453 (11).
5. Tuz V.R., Fedorin I.V., Fesenko V.I. Surface Waves — New Trends and Developments. Modal Phenomena of Surface and Bulk Polaritons in Magnetic-Semiconductor Superlattices. 2018. Chap. 6. P. 98—125.
6. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наукова думка, 2001. 192 с.
7. Виноградов Е.А. Поляритоны полупроводниковой микрополости. *УФН*. 2002. Т. 172. С. 1371—1410.
8. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. Ижевск: РХД, 2000. 560 с.
9. Peter F., Tsunenobu K., Lothar L., Gerhard P. Silicon Carbide: Two Volume Set. Vol. 1: Growth, Defects and Novel Applications. Hardcover, 2009. 528 p.
10. Агранович В.М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности. *УФН*. 1975. Т. 115, № 2. С. 199—237.

Список літератури

11. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Фирсов Ю.А. Поверхностные оптические фононы в ионных кристаллах. *УФН*. 1974. Т. 113, № 1. С. 29—67.
12. Яковлев В.А., Жижин Г.Н., Москалева М.А., Назин В.Г. Спектроскопия поверхностных поляритонов и свойства тонких пленок металла и диэлектрика на кристалле. Спектроскопия молекул и кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978. 208 с.
13. Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. Academic Press, San Diego. Academic, 1998. 999 p.
14. Пасечник Ю.А., Снитко О.В., Гецко О.М., Романенко В.Ф. Поглощение инфракрасного света на поверхности монокристаллов карбида кремния. *Письма в ЖЭТФ*. 1973. Т. 17, № 10. С. 587—589.
15. Венгер Е.Ф., Пасечник Ю.А., Снитко О.В. Применение методики поверхностных плазмон-фононных поляритонов для определения параметров карбида кремния, используемого в оптоэлектронике. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 1983. Вып. 3. С. 67—71.
16. Венгер Е.Ф., Пасечник Ю.А., Снитко О.В., Стрижевский С.В. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны в карбиде кремния. Труды IV Всесоюзного симпозиума «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1980. С. 3—4.
17. Венгер Е.Ф., Пасечник Ю.А. Определение электрофизических параметров приповерхностной области сильно легированного карбида кремния методом спектроскопии поверхностных поляритонов. Материалы Республиканской школы «Спектроскопия молекул и кристаллов». Черкассы, 1981. С. 140.
18. Мельничук А.В. Исследование поверхностных плазмон-фононных поляритонов монокристаллов SiC-6H методом НПВО. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1998. № 7. С. 76—81.
19. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Поверхностные плазмон-поляритоны в одноосных полупроводниках. *ФТТ*. 1975. Т. 17, № 7. С. 1944—1948.
20. Исмаилов К.А., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Спектроскопия поверхностных плазмон-фононных поляритонов в анизотропном ZnO. *Узбекский физический журнал*. 1998. № 1. С. 15—24.
21. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Поверхностные плазмон-фононные поляритоны гексагональной окиси цинка. *ЖТФ*. 1998. Т. 68, вып. 1. С. 58—62.
22. Венгер Е.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В., Пасечник Ю.А. Звичайні та незвичайні поверхневі плазмон-фононні поляритони в карбіді кремнію й окисі цинку. Семінар «Спектральні методи аналізу: техніка і практика»: тез. доп. Ялта, 1995. С. 8—9.
23. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Влияние свободных электронов и оптических фононов на дисперсию поверхностных поляритонов в гексагональном карбиде кремния. Труды Международной конференции «Современные проблемы физики полупроводников». Нукус, 1997. С. 14—16.
24. Venger E.F., Melnichuk A.V., Melnichuk L.Ju. et al. Effect of Charge Carriers on the Surface Polariton Dispersion in Heavily Doped Silicon Carbide. Proceeding of the International School-Conference for Young Scientists. Solid State Physics: Fundamentals Applications (SSPFA'97). Katsyveli, 1997. R66.
25. Melnichuk O.V., Melnichuk L.Yu., Korsunskaya N.O. et al. Phonon-polariton excitations in MgZnO/6H-SiC structures. *Ukrainian Journal of Physics*. 2020. Vol. 65, N 2. P. 162—173.
26. Венгер Е.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В., Пасечник Ю.А. Дослідження поверхневих збуджень в оптично-анізотропних кристалах модифікованим методом порушеного повного внутрішнього відбивання. Фізико-математичний збірник: зб. наукових праць. Ніжин: НДПУ ім. М. Гоголя. 2001. С. 63—72.
27. Венгер Е.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Поверхневі плазмон-фононні поляритони карбиду кремнію. *УФЖ*. 1998. Т. 43, № 5. С. 598—603.

Список літератури

28. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсию поверхностных плазмон-фононных поляритонов карбида кремния. *ФТТ*. 1998. Т. 40, № 4. С. 636—639.
29. Мирлин Д.Н., Решина И.И. Затухание поверхностных поляритонов на границе двух активных сред. *ФТТ*. 1974. Т. 8, № 16. С. 2241—2248.
30. Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Решина И.И. Поверхностные колебания в анизотропных кристаллах. *ФТТ*. 1973. Т. 15, № 4. С. 1118—1126.
31. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Пасечник Ю.А., Сухенко Е.И. Дисперсия и коэффициенты затухания ППФП монокристаллов SiC 6H. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 1996. Вып. 31. С. 169—173.
32. Alexander R.W., Kovener G.S., Bell R.J. Dispersion Curves for surface Electromagnetic Waves with Damping. *Physical Review Letters*. 1974. Vol. 32, N 4. P. 154—157.
33. Kovener G.S., Alexander R.W., Bell R.J. Surface Electromagnetic Waves with Damping. 1. Isotropic Media. *Physical Review (B)*. 1976. Vol. 14, N 4. P. 1458—1464.
34. Fesenko V.I., Fedorin I.V., Tuz V.R. Dispersion regions overlapping for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, N 9. P. 2093—2096.
35. Kovener G.S., Alexander R.W., Tyler I.L., Bell R.J. Surface «Electromagnetic Waves with Damping». 2. Anisotropic Media. *Physical Review (B)*. 1977. Vol. 15, N 12. P. 5877—5882.
36. Мельничук О.В., Мельничук Л.Ю., Пасічник Ю.А. Метод обробки спектральної інформації при вивченні основ оптики твердого тіла: Наукові записки Ніжинського державного педагогічного ін-ту ім. М.В. Гоголя. Серія фізико-математичні науки. 1994. Т. XIV. С. 132—136.
37. Мельничук О.В. Поверхня відбивання SiC 6H в області збудження поверхневих поляритонів. Актуальні питання сучасної математики і фізики: зб. наукових праць. Ніжин: НДПІ ім. М.В. Гоголя. 1996. С. 47—51.
38. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропия эффективных масс электронов в карбиде кремния. *ФТТ*. 1992. Т. 32, № 2. С. 423—428.
39. Пасечник Ю.А., Венгер Е.Ф. Спектроскопия поверхностных плазмон-фононных поляритонов многослойных пространственно-неоднородных систем. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1982. № 8. С. 63—71.
40. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
41. Венгер Е.Ф., Свтушенко А.І., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Поверхневі поляритони в монокристалах 6H-SiC, розміщених у сильному однорідному магнітному полі. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 2010. Вып. 45. С. 30—37.
42. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. Investigation of Surface Excitations in Optically-Anisotropic ZnO and 6H-SiC Single Crystals in the Presence of Magnetic Field Using IR Spectroscopy Techniques. Abstracts of the XVIII International School-Seminar Spectroscopy of Molecules and Crystals «XVIII ISSSMC» (20.09.2007—27.09.2007, Berezove, Crimea, Ukraine). P. 106—107.
43. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. Effect of Strong Magnetic Field on Surface Polaritons in 6H-SiC. Abstracts of the 5th International Conference «Physics of liquid matter: modern problems» (PLMMP-2010) (21.05.2010—24.05.2010, Ukraine, Kyiv). P. 4.
44. Venger E.F., Ievtushenko A.I., Melnichuk L.Yu., Melnichuk O.V. Investigation of surface excitations in optically-anisotropic 6H-SiC single crystals placed in a uniform magnetic field: сб. научных трудов. Телави: Телавский государственный ун-т, 2012. № 1 (25). С. 22—44.
45. Венгер Е.Ф., Свтушенко А.І., Корбутяк Д.В. та ін. Дослідження впливу магнітного поля на властивості поверхневих поляритонів 6H-SiC. Фізико-математичні записки: зб. наукових праць. Ніжин: Вид-во НДУ ім. М. Гоголя, 2010. С. 45—53.

Список літератури

46. Tarkhanyan R.H. Surface plasmon polaritons in enantiomeric chiropasmonic structures due to bianisotropy. *Optical Materials Express*. 2011. Vol. 1, N 4. P. 742—753.
47. Melnichuk O., Melnichuk L. Oxide-Based Materials and Structures: Fundamentals and Applications. Taylor & Francis Group. Forthcoming by CRC Press, 2020. 270 p.
48. Гуревич Л.Э., Тарханян Р.Г. Электромагнитные волны в одноосных проводящих кристаллах в магнитном поле. *ФТП*. 1972. № 4. С. 703—709.
49. Санников Д.Г., Семенов Д.И., Филатов Л.Д. Влияние магнитного поля на свойства поверхностных поляритонов на границе полупроводник—диэлектрик. *Известия Самарского научного центра РАН*. 2012. Т. 14. № 4 (4). С. 1033—1039.
50. Hartstein A., Burtstein E., Btion J.J., Wallis R.F. Virtual excitation type surface polaritons on anisotropic media. *Solid State Communs*. 1973. Vol. 12. P. 1083—1086.
51. Hartstein A., Burtstein E., Brion J.J., Wallis R.F. Surface polaritons on semi-infinite anisotropic media. *Surface Science*. 1973. Vol. 34. P. 81—89.
52. Венгер Е.Ф., Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю. и др. Поверхностные поляритоны в сильно легированном карбиде кремния. Оптическая спектроскопия: сб. научных трудов. Киев: Ин-т физики АНУ, 1993. Ч. 2. С. 315—329.
53. Решина И.И., Мирлин Д.Н., Банщиков А.Г. Определение параметров ангармонизма и оптических постоянных кристаллов по спектрам поверхностных поляритонов. *ФТТ*. 1976. Т. 15, вып. 2. С. 506—510.
54. Пучковская Г.А., Стрижевский В.Л., Фролков Ю.А., Чепилко Н.М. Метод нарушенного полного внутреннего отражения в спектроскопии поверхностных поляритонов. *УФЖ*. 1980. Т. 25, № 2. С. 271—276.
55. Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитостатические волны. *УФН*. 1997. Т. 167. С. 191—237.
56. Neuner B., Korobkin D., Fietz C. et al. Critically coupled surface phonon-polariton excitation in silicon carbide. *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, N 17. P. 2667—2669.
57. Hyun Chul Kim, Xing Cheng. Surface phonon polaritons on SiC substrate for surface-enhanced infrared absorption spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America (B)*. 2010. Vol. 27, N 11. P. 2393—2397.
58. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света. *УФН*. 2006. Т. 176. С. 1051—1068.

До розділу 5

1. Пат. 2062495 РФ, МКИ G 02. Способ модуляции электромагнитного излучения и устройство для его осуществления / И.И. Буршта, Е.Ф. Венгер, А.П. Липтуга, А.В. Мельничук, Ю.А. Пасечник. Заявл. 13.08.91; опубл. 20.06.96, Бюл. № 17.
2. Venger E.F., Burshta I.I., Melnichuk A.V. et al. Use of Surface Excitations in Semiconductor Materials for Modulation of IR Radiation. Proc. of International Conference on «Optical Diagnostics of Material and Devices for Opto-, Micro- and Quantum Electronics» (OPTDIM'95). Kiev, 1995. Vol. 2648, N 2. P. 447—453.
3. Пат. 2119181 РФ, МКИ G 02 F 1/19. Оптико-механический модулятор светового потока / Е.Ф. Венгер, А.В. Мельничук, Ю.А. Пасечник. Заявл. 29.07.97; опубл. 20.09.98, Бюл. № 18.
4. Пат. 22744А Україна, МКИ G 01 N 21/00. Оптико-механічний модулятор світлового потоку / Є.Ф. Венгер, О.В. Мельничук, Ю.А. Пасічник. Заявл. 5.06.97; опубл. 30.06.98, Бюл. № 3.
5. Мельничук А.В. Использование волноводных плазмон-поляритонов для модуляции инфракрасного излучения. *Узбекский физический журнал*. 1997. № 5—6. С. 28—32.
6. Пат. RU2620026 C1 РФ, МПК G02F 1/00. Способ модуляции интенсивности электромагнитного излучения с помощью магнитоплазмонного кристалла / В.В. Зубюк,

Список літератури

- А.В. Четвертухин, А.М. Мусорин, М.И. Шарипова, Т.В. Долгова, А.А. Федянин. Заявл. 01.12.2015; опубл. 22.05.2017, Бюл. № 15.
7. Рандощкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990; А.Н. Георгобиани. Модуляционная спектроскопия. *Соросовский образовательный журнал*. 2001. Т. 7, № 6. С. 75—81.
8. Пат. RU 2439637 C1 РФ, МПК G02F 1/00. Способ модуляции инфракрасного излучения / Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, В.Д. Бессонов, А.Б. Грановский, Б.А. Гижевский, А.Р. Кауль, Е.А. Ганьшина, И.Е. Корсаков. Заявл. 12.10.2010; опубл. 10.01.2012, Бюл. № 1.
9. Пат. RU 2497166 РФ, МПК G02F 1/00. Способ модуляции оптического излучения / А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, В.Д. Бессонов, Е.А. Ганьшина. Заявл. 22.05.2012; опубл. 27.10.2013, Бюл. № 30.
10. А. с. 987562 СССР, МПК G02F 1/00. Механический модулятор светового потока / Н.В. Белов, В.М. Рудяк, В.Т. Фаерман, Р.Х. Ваганов. Заявл. 21.07.1981; опубл. 07.01.1983, Бюл. № 1.
11. Байбородин Ю.В., Криксунов Л.З., Литвиненко О.Н. Справочник по лазерной технике. Киев: Техника, 1978. 288 с.
12. Пат. 15332А Україна, МКИ G 01 N 21/00. Спосіб визначення концентрації і рухливості носіїв зарядів в полярних напівпровідникових матеріалах / Є.Ф. Венгер, О.В. Мельничук, Л.Ю. Мельничук, Ю.А. Пасічник. Заявл. 10.02.95; опубл. 30.06.97, Бюл. № 3.
13. Пат. 2534382 РФ, МПК G02F 1/00. Способ определения концентрации носителей заряда в полупроводниках и устройство для их осуществления / А.А. Корнилович, В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин, Д.С. Кусакин. Заявл. 23.04.2013; опубл. 27.10.2014, Бюл. № 30.
14. Пат. 25657А Україна, МКИ G 01 N 21/17. Спосіб визначення напрямку орієнтації оптичної вісі оптично-анізотропних полярних одновісних кристалів / Є.Ф. Венгер, О.В. Мельничук, Ю.А. Пасічник. Заявл. 28.10.97; опубл. 30.10.98, Бюл. № 5.
15. Пат. 2528609 РФ, МПК G02F 1/00. Способ определения ориентации кристаллографических осей в анизотропном электрооптическом кристалле класса 3m / М.Н. Литвинова, В.В. Криштоп, Л.В. Алексеева. Заявл. 05.12.2012; опубл. 10.06.2014, Бюл. № 16.
16. Пат. 12912 Республика Беларусь. Способ определения ориентации оптической оси и показателей преломления для обыкновенного n_0 и необыкновенного n_e лучей одноосного кристалла / В.С. Меркулов. Заявл. 13.01.2010; опубл. 28.02.2010, Бюл. № 2.
17. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. Київ: Наукова думка, 2001. 192 с.
18. Маркевич І.В., Борковська Л.В., Венгер Є.Ф. та ін. Електричні, оптичні та люмінесцентні властивості монокристалів оксиду цинку. *УФЖ*. 2018. Т. 13, № 1. С. 57—76.
19. А. с. 367377 РФ, МПК G02F 1/00. Неразрушающий способ измерения концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводниковых материалах / Д.И. Биленко, Б.А. Дворкин, З.В. Шехтер. Заявл. 01.02.1970; опубл. 04.05.1970, Бюл. № 3.
20. Смирнов В.И. Неразрушающие методы контроля параметров полупроводниковых материалов и структур. Ульяновск: УлГТУ, 2012. 75 с.
21. Бахрушин В.Е. Получение и физические свойства слаболегированных слоев многослойных композиций. Запорожье, 2001. 248 с.
22. А. с. 1132672 РФ, МПК G02F 1/00. Способы измерения концентрации носителей заряда в приповерхностной области полупроводников / И.Й. Буршта, Е.Ф. Венгер, Ю.А. Пасечник, О.В. Снитко. Заявл. 06.03.1982; опубл. 10.01.1983, Бюл. № 1.
23. Пат. 2679463С1 РФ, МКИ G 02 F 1/19. Неразрушающий способ измерения подвижности носителей заряда в полупроводниковой структуре / Д.А. Усанов. Заявл. 12.01.2018; опубл. 11.02.2019, Бюл. № 5.

Список літератури

24. Кухарский А.А., Субашиев В.К. К вопросу об определении эффективной массы и времени релаксации носителей в полупроводниках по инфракрасным спектрам отражения. *ФТП*. 1970. Т. 4, № 2. С. 287—293.
25. Раков А.В. Спектрофотометрия тонкопленочных полупроводниковых структур. М.: Советское радио, 1975. 175 с.
26. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
27. Колебательная спектроскопия неорганических соединений: учеб. пособ.; под общей ред. Л.Б. Серезжиной. Самара: Изд-во «Самарский университет», 2009. 132 с.
28. Кругер М.Я., Панов В.А., Кулагин В.А. и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов; 2-е изд., испр. и доп. Л.: Машиностроение, 1988. 760 с.
29. Melnichuk O., Melnichuk L., Tsykaniuk B. et al. Investigation of doped and Tb-doped ZnO films on Al₂O₃ substrate by infrared reflection method. *Thin Solid Films*. 2019. Vol. 673. P. 136—140.
30. Бруннер В. Справочник по лазерной технике; пер. с нем. М.: Энергоатомиздат, 1991. 544 с.
31. Пуле А., Матье Ж.-П. Колебательные спектры и симметрия кристаллов. М.: Мир, 1973. 438 с.
32. Борн М., Кунь Х. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 488 с.
33. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В. Оптические свойства полупроводников: справочник. Киев.: Наукова думка, 1987. 620 с.
34. Оптические свойства полупроводников; под ред. Р. Уилдгардсона, А. Бира. М.: Мир, 1970. 488 с.
35. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.
36. Меланхолин Н.М. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М.: Наука, 1970. 152 с.
37. Курилкина С.Н., Минько А.А. Оптика кристаллов и кристаллических структур. Минск: БГУ, 2012. 238 с.
38. Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве. М.: Сов. радио, 1974. 336 с.
39. Кухарский А.А., Субашиев В.К. Определение некоторых параметров сильно легированных полупроводников из спектрального хода коэффициента отражения. *ФТП*. 1966. Т. 8, № 3. С. 753—757.
40. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропия эффективных масс электронов в карбиде кремния. *ФТП*. 1992. Т. 32, № 2. С. 423—428.
41. Шохов А.В., Митяшкин Д. С. Определение концентрации свободных носителей заряда в сильнолегированном азотом карбиде кремния полнотипа 4Н. *Молодой ученый*. 2016. № 14 (118). С. 45—48.
42. Агекян В.Ф., Борисов Е.В., Воробьев Л.Е. и др. Оптические и электрические свойства микроструктур на основе GaN : Si с широким диапазоном уровней легирования. *ФТП*. 2015. Т. 57, № 4. С. 768—774.
43. Белов А.Г., Рашевская Е.П. Определение концентрации свободных носителей заряда в PbTe и Pb₈Sn₂Te по спектрам отражения в далекой ИК области. *Вестник МГУ. Физика, астрономия*. 1982. Т. 23, № 2. С. 25—28.
44. Толстой В.П. Введение в оптическую абсорбционную спектроскопию наноразмерных материалов. СПб.: СОЛО, 2014. 187 с.
45. Pat. 3109932 USA. Measurement of concentration in semiconducting material / W.G. Spitzer. Kl. 250-833.
46. Pó J.M., Brito M.C., Alves J.M. et al. Measurement of the dopant concentration in a semiconductor using the Seebeck effect. *Measurement Science and Technology*. 2013. Vol. 24 (5). P. 055601.

Список літератури

47. Мельничук А.В., Мельничук Л.Ю., Пасечник Ю.А. Анизотропия электрофизических свойств монокристаллов окиси цинка. *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 9. С. 2624—2633.
48. Venger E.F., Melnichuk A.V., Melnichuk L.Ju., Pasechnik Ju.A. Anisotropy of the ZnO Single Crystal reflectivity in the Region of Residual Rays. *Physica Status Solidi (B)*. 1995. Vol. 188, N 2. P. 823—831.
49. Melnichuk O., Melnichuk L., Torchynska T. et al. Effect of plasmon-phonon interaction on the infrared reflection spectra of $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{Al}_2\text{O}_3$ structures. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics (JMSE)*. 2020. Vol. 31. P. 7539—7546.
50. Корсунська Н.О., Маркевич І.В., Борковська Л.В. та ін. Структурні, оптичні та електрон-фононні властивості легованих широкозонних оксидів. Ніжин: Вид-во НДУ ім. М. Гоголя, 2018. 160 с.
51. Bougrov V., Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Zubrilov A. Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe. John Wiley & Sons. New York, 2001. P. 216.
52. Беннет Дж.М. Прецизионные измерения в оптике тонких пленок. Физика тонких пленок; под ред. Г. Хасса, Р.Э. Туна. М.: Мир, 1970. Т. 4. 400 с.
53. А. с. 502433 СССР, МКИ 5 H01 S 3/12, G01 J 4/00. Способ определения направления оптической оси одноосных кристаллов / А.П. Войтович, А.П. Прокопов, В.М. Метельский. Заявл. 12.03.1975; опубл. 05.02.76, Бюл. № 2.
54. А. с. 1771276 СССР, МКИ 5 H01 S 3/12, G01 J 4/00. Способ определения ориентации кристаллографических осей / С.Л. Мушер, В.И. Проць, А.М. Рубанчик, С.Г. Струц, В.Ф. Ступак. Заявл. 03.05.1978; опубл. 12.10.78, Бюл. № 6.

ЗМІСТ

ВСТУП	3
Р О З Д І Л 1. ПРОЯВ АНІЗОТРОПІЇ МОНОКРИСТАЛІВ ОКСИДІВ ЦИНКУ В ДІАПАЗОНІ «ЗАЛИШКОВИХ ПРОМЕНІВ»	5
1.1. Вступ	5
1.2. Одержання та електрофізичні властивості монокристалів ZnO	6
1.3. Комбінаційне розсіювання світла	12
1.4. Спектри поглинання і відбивання ZnO в ІЧ-діапазоні спектра	15
1.5. Визначення ефективної маси електронів ZnO оптичними методами	16
1.6. Дисперсійний аналіз спектрів ІЧ-відбивання монокристала ZnO	18
1.7. Вплив плазмон-фононного зв'язку на коефіцієнт відбивання в одновісному полярному напівпровіднику ZnO	28
1.8. Теорія поширення електромагнітних хвиль в одновісному напівпровіднику за впливу магнітного поля	35
1.9. Спектри відбивання монокристалів ZnO, розміщених у сильному однорідному магнітному полі	41
1.10. Узагальнені результати	51
Р О З Д І Л 2. ПОВЕРХНЕВІ ПОЛЯРИТОНИ В АНІЗОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ ОКСИДУ ЦИНКУ	53
2.1. Вступ	53
2.2. Методика обробки експериментальних і розрахункових спектрів на ЕОМ	54
2.3. Поверхневі поляритони в одновісних кристалах	56
2.4. Поверхневі поляритони в монокристалах ZnO	60
2.5. Дисперсія та коефіцієнти затухання поверхневих поляритонів ZnO	62
2.6. Поверхневі плазмон-фононні поляритони в монокристалах ZnO	67
2.7. Вплив анізотропії на високочастотні дисперсійні залежності ППФП ZnO	70
2.8. Низькочастотні дисперсійні залежності ППФП гексагонального ZnO	72
2.9. Результати експерименту і розрахунку поверхневих плазмон-фононних поляритонів монокристалів ZnO	75
2.10. Вплив сильного магнітного поля на поверхневі поляритони ZnO	77
2.11. Результати дослідження поверхневих поляритонів ZnO за впливу магнітного поля	78
2.12. Узагальнені результати	86
Р О З Д І Л 3. СПЕКТРОСКОПІЯ ІЧ-ВІДБИВАННЯ В ПРОЦЕСІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИХ МОНОКРИСТАЛІВ 6H-SiC	88
3.1. Вступ	88
3.2. Спектри відбивання карбіду кремнію в діапазоні «залишкових променів»	89
3.3. Оптичні властивості приповерхневої області полярних напівпровідників у околі мінімуму спектра ІЧ-відбивання «залишкових променів»	95

Зміст

3.4. Вплив анізотропії плазмон-фононних збуджень на коефіцієнт відбивання від поверхні 6H-SiC	100
3.4.1. Поперечні електромагнітні хвилі в монокристалах 6H-SiC	101
3.4.2. Поздовжньо-поперечні електромагнітні хвилі в монокристалах 6H-SiC	104
3.5. Розщеплення областей прозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC	105
3.6. Особливості експериментального дослідження областей прозорості та непрозорості в сильно легованих монокристалах 6H-SiC	109
3.7. Коефіцієнт відбивання 6H-SiC в однорідному магнітному полі	112
3.8. Магніторелекційний ефект у монокристалах 6H-SiC	115
3.9. Узагальнені результати	117
Р О З Д І Л 4. ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ФОНОННІ ПОЛЯРИТОНИ В ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИХ МОНОКРИСТАЛАХ 6H-SiC	119
4.1. Вступ	119
4.2. Дослідження поверхневих плазмон-фононних поляритонів у монокристалах 6H-SiC методом порушеного повного внутрішнього відбивання	120
4.3. Високо- і низькочастотні дисперсійні залежності плазмон-фононних поляритонів у монокристалах 6H-SiC	124
4.4. Вплив анізотропії плазмон-фононної підсистеми на дисперсійні залежності ППФП у 6H-SiC	125
4.5. Коефіцієнти згасання ППФП сильно легованих монокристалів 6H-SiC	130
4.6. Поверхневі поляритони монокристалів 6H-SiC у магнітному полі	131
4.7. Дисперсійні криві монокристалів 6H-SiC в однорідному магнітному полі	132
4.8. Згасання ПП монокристалів 6H-SiC у магнітному полі	138
4.9. Узагальнені результати	140
Р О З Д І Л 5. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ІЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ З ОДНОВІСНИМИ ОПТИЧНО-АНІЗОТРОПНИМИ МОНОКРИСТАЛАМИ	141
5.1. Вступ	141
5.2. Оптико-механічний модулятор світлового потоку	141
5.3. Визначення концентрації та рухливості носіїв зарядів у полярних напівпровідникових матеріалах	150
5.4. Визначення напрямку орієнтації оптичної осі оптично-анізотропних полярних одновісних кристалів	157
5.5. Узагальнені результати	166
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	168

Наукове видання

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ім. В.Є. ЛАШКАРЬОВА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НІЖИНСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені МИКОЛИ ГОГОЛЯ

ВЕНГЕР Ірина Всеволодівна
ВЕНГЕР Євген Федорович
МЕЛЬНИЧУК Людмила Юріївна
МЕЛЬНИЧУК Олександр Володимирович

АНІЗОТРОПІЯ ПОВЕРХНЕВИХ
ПЛАЗМОН-ФОНОННИХ ПОЛЯРИТОНІВ
У МОНОКРИСТАЛАХ ZnO І 6H-SiC

Київ, Науково-виробниче підприємство
«Видавництво “Наукова думка” НАН України», 2020

Художній редактор *І.П. Савицька*
Технічний редактор *Т.С. Березяк*
Оператор *В.Г. Каменькович*
Комп'ютерна верстка *Т.О. Ценцеус*

Підп. до друку 21.12.20. Формат 70×100/16. Папір офс. № 1.
Гарн. Таймс Нью Роман. Друк офс. Ум. друк. арк. 18,0.
Обл.-вид. арк. 16,0. Тираж 100 прим. Зам. № 20-242.

Оригінал-макет виготовлено
у НВП «Видавництво “Наукова думка” НАН України»
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру видавців, виготівників
і розповсюджувачів видавничої продукції
ДК № 2440 від 15.03.2006 р.
01601 Київ 1, вул. Терещенківська, 3

ПП «Видавництво “Фенікс”»
03680 Київ 680, вул. Шутова, 13б
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру
серія ДК № 271 від 07.12.2000 р.