

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ**  
**Інститут фізики напівпровідників**  
**імені В.Є. Лашкарьова**

**Конференція молодих вчених**  
**з фізики напівпровідників**  
**«Лашкарьовські читання – 2007»**

25-26 квітня 2007 р.

**Збірник тез**

м. Київ  
2007

Національна академія наук України  
Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова

УДК 539.2

Збірник тез конференції молодих вчених «Лашкарьовські читання – 2007»,  
Київ, 25-26 квітня 2007 року, Україна. – 88с.

Конференція «Лашкарьовські читання» проводиться для молодих вчених України з метою заохочення аспірантів, студентів та молодих вчених до активної наукової діяльності в сучасних областях фізики.

Рекомендовано до друку Вченою радою Інституту фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова НАН України (протокол № 3 від 24 квітня 2007 р.).

© Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова

**ISBN** \_\_\_\_\_

## З М І С Т

### Секція 1

#### Фізика процесів взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною

<i>Велещук В.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В., Байдулаєва А., Даулетмуратов Б.К., Мозоль П.О.</i> Поріг плавлення монокристалів сполук GaAs та CdTe при імпульсному лазерному опроміненні, визначений по акустичному відгуку <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	7
<i>В.В.Коротеев, В. А. Кочелан</i> Пролётный электронный резонанс в баллистических $n^+ - i - n^+$ диодах в диапазоне $\omega_{TO} - \omega_{LO}$ частот <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	8
<i>Редько Р.А.</i> Особливості випромінювальної рекомбінації гомоепітаксійних плівок InP при магнітопольовій та НВЧ обробках <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	10
<i>Рудько В.В., Ворона І.П., Баран М.П., Іщенко С.С.</i> Розділення вкладу $\gamma$ - та УФ- опромінення в ретроспективній ЕПР дозиметрії. <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	12
<i>Савельєва І.С., Єфанов О.М., Кладько В.П., Анін Д.В.</i> Діагностики структурних параметрів багатошарових структур <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	14
<i>Слободян М.В., Кладько В.П., Єфанов О.М., Савельєва І.С.</i> Нові підходи в діагностиці нанорозмірних структур <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	15
<i>Харченко В.</i> Умови формування стійкого періодичного випромінювання в системі твердотільного лазера В – класу <i>Інститут магнетизму, Київ</i> .....	17
<i>Шалаєв Р.В., Варюхин В.Н., Прудников А.М.</i> Структурная модификация алмазоподобного углерода под воздействием маломощного электромагнитного излучения <i>Донецкий физико-технический институт НАНУ, Донецк</i> .....	19
<i>Shmeleva L.V., Suprun A.D.</i> Вплив властивостей поверхневого шару опромінюваного матеріалу на локальні зміни температури поверхні <i>Shevchenko Kyiv State University, Kyiv</i> .....	21

### Секція 2

#### Фізика низьковимірних систем, мікро- та наноелектроніка

<i>Бегун Є.В.</i> Особливості формування та видима фотолюмінесценція плівок з Ge квантовими точками <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	24
<i>Велещук В.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В., Байдулаєва А., Даулетмуратов Б.К.</i> Кореляція акустичної емісії та змін електрофізичних характеристик гетероструктур InGaN/GaN <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	26
<i>Григорьев А.А.</i> Расчет параметров двухъямных квантовых точек <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ</i> .....	28
<i>Завальнюк В.В.</i> Фононный вклад в сопротивление п/п углеродных нанотрубок <i>Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, Одесса</i> .....	29
<i>Калитчук С.М.</i> Спектры фотолюмінесценції та оптичного поглинання квантових точок CdTe в колоїдних розчинах і полімерних матрицях <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	30

<i>Конорев С.И.</i> Диффузионное формирование включений силицидных фаз цилиндрической формы в системах металл-Si(001) <i>Национальный технический университет Украины "КПИ", Киев</i> .....	31
<i>Лютый Т.В., Денисов С.И.</i> Властивості ферромагнітної наночастинки у циркулярно поляризованому магнітному полі <i>Сумський державний університет, Суми</i> .....	33
<i>Лютый Т.В., Поляков О.Ю., Рот-Серов О.В.</i> Магнітний гістерезис в комплексних спінових системах <i>Сумський державний університет, Суми</i> .....	35
<i>Руденко С.П., Матяш І.Є.</i> Нові особливості поверхневого плазмонного резонансу, виявлені модуляцією поляризації електромагнітного випромінювання <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	37
<i>Khomenkova L., Korsunskaya N., Sheinkman M., Stara T.</i> Chemical composition and light emission properties of Si-rich-SiO <sub>x</sub> layers prepared by magnetron sputtering <i>V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kyiv</i> .....	39
<i>Тищенко С.</i> Оптическое поглощение в углеродных нанотрубках и графите <i>Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, Одесса</i> .....	41
<i>Шеремета Т.І.</i> Експериментальне та теоретичне дослідження початкових стадій росту плівок Sn(Pb)Te/BaF <sub>2</sub> <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	42

### **Секція 3**

#### **Оптоелектроніка та сонячна енергетика**

<i>Богатиренко В.В.</i> Суперефективні кремнієві перетворювачі світла вниз <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	45
<i>Бартків Л.В.</i> Методи збільшення пропускної здатності систем передачі на основі полімерних оптичних волокон <i>Національний університет "Львівська політехніка", Львів</i> .....	47
<i>Зіновчук А.В.</i> InAsSbP/InAsSb світлодіоди для динамічної імітації сцен в середній інфрачервоній (3-5 мкм) області <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	48
<i>Клімкевич Р.О., Бобицький Я.В.</i> Можливості та обмеження оптичних методів вимірювання мікро- і наночастинок <i>Національний університет "Львівська політехніка", Львів</i> .....	50
<i>Лук'янов А.М.</i> Вплив тонких алмазоподібних вуглецевих плівок на радіаційну стійкість сонячних елементів на основі кремнію <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	52
<i>Дмитрук М.Л., Борковська О.Ю., Мамикін С.В., Науменко Д.О.</i> Оптичні і фотоелектричні властивості хімічно і фотополімеризованих плівок фулерену C <sub>60</sub> на кремнії <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ</i> .....	53
<i>Яремчук І., Фітьо В., Бобицький Я.</i> Нерівнотовщинні плівкові селективні фільтри для ІЧ – області спектру <i>Національний університет "Львівська політехніка", Львів</i> .....	55

### **Секція 4**

#### **Напівпровідникове матеріалознавство та сенсорні системи**

<i>Бойко М.І., Кислюк М.П., Криськов А.А., Криськов Ц.А.</i> Технологія створення омичних електричних контактів до телуриду галію <i>Кам'янець-Подільський державний університет, Кам'янець-Подільський</i> .....	57
--	----

<u>Болтовець П.М., Снопко Б.А.</u> Використання методу ППР для детекції біологічних об'єктів у мікрометровому діапазоні <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	59
<u>Бурлаченко Ю.В., Снопко Б.А.</u> Класифікація багатоконпонентних газових сумішей з домінуючими компонентами <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	60
<u>Горкавенко Т.В., Зубкова С.М., Русина Л.М., Макара В.А.</u> Температурна залежність зонної структури та густини станів гексагонального оксиду цинку <i>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ</i> .....	63
<u>Golovanov V., Pekna T.</u> First-principles spin-polarized calculations on the reduced and reconstructed SnO <sub>2</sub> (110) surface <i>South-Ukrainian University, Odessa</i> .....	65
<u>Сингаевская Г.И., Коротеев В.В.</u> Исследование кинетических характеристик электронного газа в нитридах группы III методом Монте-Карло <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	67
<u>Солнцев В.С.</u> Адсорбційні властивості газочутливого МДН сенсора на основі пористого кремнію <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	69
<u>Клут Н.І.</u> Nanoporous spinel-type electroceramics for environment sensors probed by positron annihilation method <i>Lviv Polytechnic National University, Lviv</i> .....	71
<u>Маринюк Т.С., Стрільковська Л.А., Криськов Ц.А.</u> Синтез та дослідження фізичних властивостей напівпровідникових сполук селеніду індію <i>Кам'янець-Подільський державний університет, Кам'янець-Подільський</i> .....	72
<u>Тимків О.М., Орлецький І.Г., Горлей П.М.</u> Вплив умов осадження плівок CuInS <sub>2</sub> методом піролізу на їх ріст і товщину <i>Кам'янець-Подільський державний університет, Кам'янець-Подільський</i> .....	74
<u>Ходаківський В.В.</u> Моделювання рідкофазової епітаксії шарів твердих розчинів Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te <i>Житомирський державний технологічний університет, Житомир</i> .....	76
<u>Левицький С.М., Гнатюк В.А., Власенко О.І., Lambropoulos H. I, Aoki T.</u> Особливості електричних і фотоелектричних властивостей діодів на основі CdTe <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	78
<u>Іващенко О.М.</u> Новий метод розрахунку термометричних характеристик широкодіапазонних діодних сенсорів температури <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	79
<u>Ширшов Ю.М., Посудиевский О.Ю., Самойлов А.В., Суровцева Е.Р., Ушенин Ю.В., Христосенко Р.В., Венгер Е.Ф., Мирский В.М.</u> Определение оптических констант тонких пленок полианилина с помощью поверхностного плазмонного резонанса <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	81
<u>Кучук А.В., Кладько В.П., Piotrowska A.</u> Наноконкомпозитні нк-Ta(Ti)N/a-Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> та нк-RuO/a-SiO <sub>2</sub> тонкі плівки: синтез, властивості та можливості практичного застосування <i>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова, Київ</i> .....	83
<u>Городнича О.О., Косяк В.В., Опанасюк А.С.</u> Розрахунок положення рівня Фермі та структури точкових дефектів в монокристалах та плівках CdTe <i>Сумський державний університет, Суми</i> .....	85

## **Секція 1**

# **Фізика процесів взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною**

# Поріг плавлення монокристалів сполук *GaAs* та *CdTe* при імпульсному лазерному опроміненні, визначений по акустичному відгуку

Велешук В.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В.\*

Байдулаєва А., Даулетмуратов Б.К., Мозоль П.О.

*Інститут фізики напівпровідників НАН України імені В.Є. Лашкарьова*

*03028, м. Київ, пр. Науки 45 тел. 525-84-37 E-mail: [vyvit@ukr.net](mailto:vyvit@ukr.net)*

*\*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

*03680, м. Київ, пр. Акад. Глушкова, 2/1*

У зв'язку з широкими перспективами застосування імпульсних лазерних технологій для створення приладних структур оптоелектронної та сенсорної техніки на основі складних напівпровідникових матеріалів важливою та актуальною на сьогодні є задача точного визначення порогу їх лазерно-стимульованого плавлення для оптимального керування електрофізичними властивостями [1,2].

В даній роботі визначено поріг лазерно-стимульованого поверхневого плавлення монокристалічного *CdTe* та *GaAs* при наносекундному опроміненні рубіновим ( $\lambda = 0,694$  мкм,  $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$  сек.) і неодимовим ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 1.5 \cdot 10^{-8}$  сек.) лазерами по зміні амплітуди індукованого акустичного відгуку.

Залежність амплітуди акустичного сигналу від інтенсивності випромінювання  $A(I)$ , в лінійній області до  $7$  МВт/см<sup>2</sup> для *CdTe* і  $16$  МВт/см<sup>2</sup> для *GaAs*, коли ще відсутнє плавлення поверхні, є фототермоакустичним сигналом. В області більших інтенсивностей лазерного випромінювання залежність  $A(I)$  стає нелінійною, причому спочатку зміна  $A(I)$  відбувається приблизно по експоненційному закону, що обумовлено додатковими механізмами акустичного випромінювання [3].

В роботі встановлено, що поріг плавлення поверхні монокристалів при однократному опроміненні, визначений по зміні амплітуди акустичного відгуку при  $\lambda = 0,694$  мкм. складає  $8 \pm 0.4$  МВт/см<sup>2</sup> для грані (111) *CdTe* та  $18 \pm 0.4$  МВт/см<sup>2</sup> для грані (110) *GaAs*. При імпульсному опроміненні світлом з області прозорості кристалів ( $\lambda = 1,06$  мкм) поріг поверхневого плавлення при однократному опроміненні складає  $170 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для *CdTe* (111) та  $310 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для *GaAs* (110).

Експериментально виявлено, що процес лазерно-стимульованого плавлення *CdTe* та *GaAs* дає нелінійну залежність акустичного відгуку від інтенсивності. Нелінійна залежність акустичного відгуку від інтенсивності після порогу плавлення пояснюється сумуванням акустичних імпульсів від різкої зміни об'єму при плавленні, від акустичної емісії при фазовому перетворенні тверде тіло-рідина та рідина-тверде тіло та від утворення дислокацій, від тиску нерівноважних парів над розплавом.

1. Amit G., Avinashi K., Kailash T.N., Surendera B.K. Comparative study of evolution of laser damage in *HgCdTe*, *CdTe*, and *CdZnTe* with nanosecond 1.06- $\mu$ m wavelength multiple pulses // Proceedings of the SPIE – 2004. – Vol. 5273. – P. 122-128.
2. Байдуллаєва А., Буллах М.Б., Власенко А.И., Ломовцев А.В., Мозоль П.Е. Динамика развития поверхностных структур в кристаллах *p*-*CdTe* при облучении импульсным лазерным излучением // ФТП. – 2004. – Т. 38, №1. – С. 26-29.
3. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. – М.: Наука, 1989. – 280 с.

# Пролётный электронный резонанс в баллистических $n^+ - i - n^+$ диодах в диапазоне $\omega_{TO} - \omega_{LO}$ частот

Коротеев В.В., Кочелап В.А.

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарьова НАНУ, пр-т Науки 45, г Киев.  
E-mail ([koroteev@ukr.net](mailto:koroteev@ukr.net)).

Современный уровень полупроводниковых технологий позволяет создавать сверхтонкие диодные структуры, в которых длина базы может быть сравнима с длиной свободного пробега. На частотах баллистического пролёта базовой области электронная подсистема может оказаться неустойчивой, а диод обладать отрицательным импедансом. Такой механизм пролётной неустойчивости обусловлен нелинейным движением электрона в самосогласованном электростатическом потенциале. Такой эффект пучковой неустойчивости является основным принципом работы вакуумных СВЧ излучателей [1].

Однако в полупроводниковых баллистических диодах эффект пролётной неустойчивости может иметь ряд особенностей в отличие от вакуумных диодов. Например непараболический закон дисперсии электронов или эффект отрицательной эффективной массы [2] может сильно модифицировать ВЧ свойства диода. Ещё одной отличительной особенностью полупроводникового диода может оказаться учёт частотной дисперсии активной среды. Также, работа полупроводникового диода сильно зависит от инжекционных свойств контактов

Мы исследовали сверхвысокочастотные (СВЧ) свойства баллистического гомодиода на полярном материале в области частот сильной дисперсии диэлектрической проницаемости, индуцированной полярными оптическими колебаниями решётки. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\kappa(\omega) = \kappa_{\infty} \left( 1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - 2i\gamma\omega} \right),$$

где  $\omega_{LO}$  и  $\omega_{TO}$  - соответственно частоты продольных и поперечных оптических колебаний фактор,  $\gamma$  - обратное время затухания оптических колебаний. В области частот  $\omega_{TO} - \omega_{LO}$ , которая известна как «reststrahlen band», действительная часть  $\kappa(\omega)$  изменяет знак, а мнимая имеет резкий всплеск.

При пролётных частотах близких к частотам  $\omega_{LO}$  мы установили существование резонанса между плазменными колебаниями электронной подсистемы и коллективными полярными колебаниями решётки. Такой резонанс является причиной появления узкой линии отрицательного адмитанса и значительного усиления электромагнитных колебаний.

На рис.1 приведена характерная частотная зависимость адмитанса GaAs диода в области „reststrahlen band”. Расчёты приведены для длины базы диода 50нм. при электрическом смещении 0.1 В. При этом плотности тока накачки составляет 200 кА/см<sup>2</sup>. Время затухания оптического фона 1/γ бы принято 5 пс. Сплошная кривая получена в приближении моноэнергетической инжекции электронов. Учёт энергетической дисперсии инжектируемых электронов приводит к размытию и ослаблению пролётного резонанса (пунктирная кривая). Этот расчёт выполнен при температуре 50 К, предполагая Максвелловский вид распределения инжектируемых носителей. Для пунктирной кривой максимальный отрицательный адмитанс оказался - 2 Ом<sup>-1</sup> на частоте  $0.96 \omega_{LO}$  ( $\sim 2\pi * 8.9$  THz) при площади контактов  $10^{-6}$  см<sup>2</sup>.



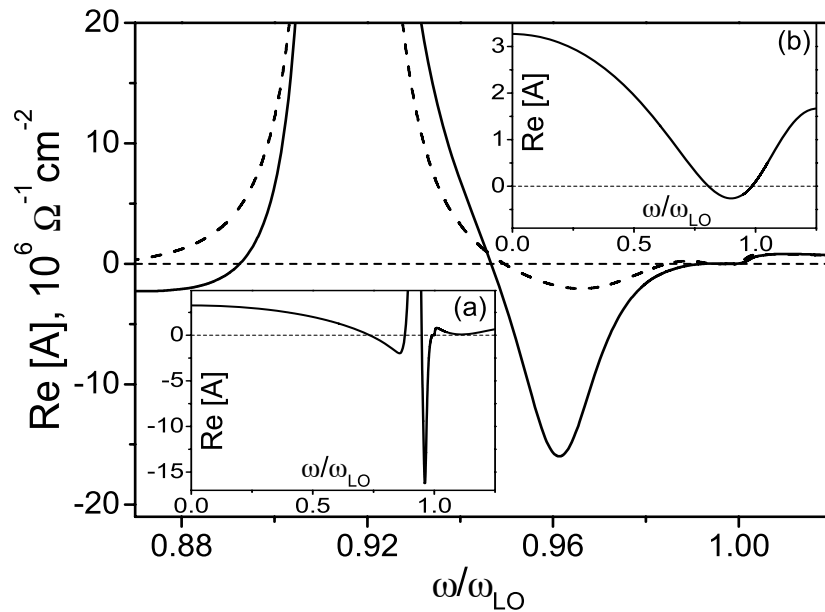


Рис. 1. Основной рисунок – зависимость действительной части адмитанса  $\text{Re}[A(\omega)]$  в области  $\omega_{\text{TO}} - \omega_{\text{LO}}$  частот. На вставке (а) приведена сплошная кривая основного рисунка в широком диапазоне частот. Вставка (в) – иллюстрирует чисто пролётный резонанс без учёта дисперсии среды.

Полученная величина отрицательного адмитанса оказывается достаточной для возбуждения современных резонаторных систем и получения генерации электромагнитного излучения в 10 ТГц области частот.

1. Llewellyn F.B., Bowen A.E., Bell Syst. Tech. J., 280 (1939).;
- Гвоздовер С.Д. Теория электронных проборов сверхвысоких частот. – М.,1956. – 520 с.
2. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. Баллистический и квазibalлистический транспорт в полупроводниковых структурах (Обзор) // ФТП. – 1984. – Т. 18, № 5.;
- Gribnikov Z.S., Vagidov N.Z., Mitin V.V., Haddad G. I., Ballistic and quasiballistic tunnel transit time oscillators for the terahertz range: Linear admittance // J.Appl. Phys. 2003. – V. 93, № 9. – P. 5435.

# Особливості випромінювальної рекомбінації гомоепітаксійних плівок InP при магнітопольовій та НВЧ обробках

Редько Р.А.

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
тел.: 525-94-64, e-mail: [re\\_rom@ukr.net](mailto:re_rom@ukr.net)

При вивченні впливу надвисокочастотного (НВЧ) електромагнітного випромінювання на дефектну структуру напівпровідникового матеріалу, зміни, які спостерігаються, у більшості випадків пов'язують з термічним розігрівом зразка. Проте детальний та послідовний механізм взаємодії електромагнітних хвиль НВЧ діапазону з напівпровідниковим матеріалом, а також нетермічні фактори перебудови дефектної структури напівпровідника при мікрохвильовій обробці, на сьогоднішній день не достатньо вивчені.

Об'єктами досліджень були гомоепітаксійні плівки фосфіду індію *n*-типу з орієнтацією поверхні (111) і концентрацією носіїв  $<1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Зразки піддавались мікрохвильовому опромінюванню у вільному просторі в сантиметровому ( $f=2,45 \text{ ГГц}$ ) діапазоні довжин хвиль. Питома потужність випромінювання становила  $7,5 \text{ Вт/см}^2$ . З метою моделювання впливу магнітної складової НВЧ хвилі використовувався постійний магніт з  $B = 0,2 \text{ Тл}$ . Епітаксійна плівка розділялась на дві частини, одна з яких піддавалась мікрохвильовій обробці, а інша – магнітопольовій.

На рис. 1 зображена залежність інтенсивності люмінесценції епітаксійної плівки InP від дії НВЧ поля. У вихідному стані зразка в спектрі ФЛ була присутня широка неелементарна смуга з двома помітними максимумами, яку, використовуючи метод Гаусса, було розділено – 0,82; 1,02; 1,14 та 1,21 еВ. За всі ці смуги ФЛ, окрім першої, відповідальні донорно-акцепторні комплекси [ $V^+$  домішка]. Дані про максимум ФЛ поблизу 0,82 еВ в літературі відсутні. Оскільки гомоепітаксійні плівки були вирощені на пористому фосфіді індію, то вона, швидше за все, пов'язана з наявністю пор.

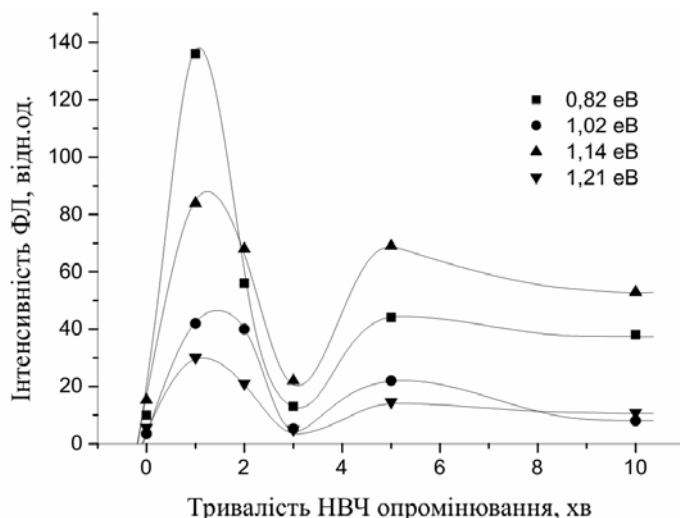


Рис. 1. Залежність інтенсивності люмінесценції епітаксійної плівки InP від тривалості мікрохвильового опромінювання.

Аналіз результатів, отриманих при дослідженні спектральних даних показав, що залежність інтенсивності ФЛ від дози експозиції опромінювання носить немонотонний характер. Цілком ймовірно, що початкове зростання інтенсивності усіх спостережуваних смуг може бути наслідком зменшення каналу безвипромінювальної рекомбінації. Проте

зміна цього параметру кожної смуги на різну величину дає підстави стверджувати про утворення додаткових центрів люмінесценції. Оскільки дослідження ФЛ проводились у приповерхневому шарі напівпровідника, утворення донорно-акцепторних комплексів під дією НВЧ хвилі, до складу яких входить вакансія є цілком можливим.

Подальша обробка призводить до руйнування центрів випромінювальної рекомбінації, складові яких після розпаду не розходячись на великі відстані, після повторного опромінювання з більшою енергією можуть знову утворити вихідний комплекс. Кількість знову утворених складних центрів, очевидно, буде меншою, через можливість міграції після розпаду точкових дефектів, які входили до складу комплексів.

Оцінки можливого локального розігріву за рахунок домішкових включень показали незначне (~10-20°C) нагрівання опроміненої речовини. Цей результат підтвердили безпосередні вимірювання температури розігріву напівпровідника - 70°C при найтривалішому опромінюванні. У зв'язку з цим, термічний фактор не може бути використаний як визначальний для пояснення змін у спектрах ФЛ епітаксійної плівки InP.

Для виявлення ролі нетеплового фактору, який може бути зумовлений дією магнітною компонентою мікрохвильового випромінювання, при перебудові дефектної підсистеми напівпровідника під дією НВЧ хвилі був проведений експеримент по впливу слабого магнітного поля на випромінювальну рекомбінацію гомоепітаксійної плівки InP. На рис. 2 зображено залежність інтенсивності спостережуваних смуг від тривалості перебування плівки у магнітному полі. У вихідному стані, як і в попередньому випадку, були присутні максимуми поблизу 0,82; 1,02; 1,14 та 1,21 еВ. Характер зміни інтенсивності усіх спостережуваних смуг, як і у випадку НВЧ обробки – осцилюючий.

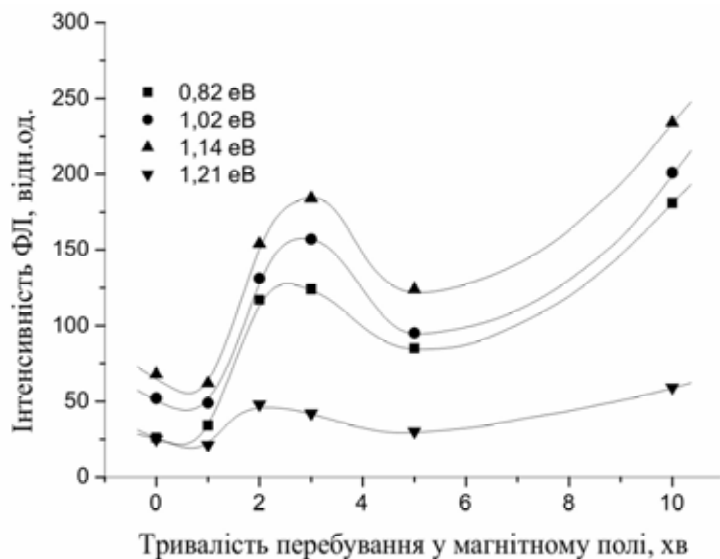


Рис. 2. Залежність інтенсивності люмінесценції епітаксійної плівки InP від тривалості перебування в магнітному полі.

Однакове частотне положення максимумів ФЛ, які реагують на магнітопольову та НВЧ обробки, а також корелюючі зміни інтенсивності усіх смуг свідчать про можливий спільний механізм трансформації дефектної структури напівпровідника при таких зовнішніх чинниках. Відомо, що при обробці кристалів в слабкому імпульсному магнітному полі знімаються квантові заборони на зміну спіну електрона, за рахунок чого відбувається перерозподіл електронів між підрівнями і, як наслідок, цих процесів руйнування дефектних комплексів. Електрична складова мікрохвильового випромінювання, очевидно, призвела до зафіксованого незначного нагрівання напівпровідника, а внесок магнітної складової, яку зазвичай ігнорують при поясненні явищ взаємодії НВЧ хвилі з напівпровідниковими матеріалами, можливо, полягає у забезпеченні спінових перетворень, наслідком яких є осциляційна залежність концентрації рекомбінаційних центрів.

## Розділення вкладу $\gamma$ - та УФ- опромінення в ретроспективній ЕПР дозиметрії

Рудько В.В., Ворона І.П., Баран М.П., Іщенко С.С.

*Інститут фізики напівпровідників Національної академії наук України,  
проспект Науки, 45, Київ, 03028, Україна*

Об'єкт дослідження, зубна емаль, є основним матеріалом ретроспективної ЕПР дозиметрії і широко застосовується для визначення радіаційного ураження людей при ядерних аваріях, зокрема, на Чорнобильській АЕС. Під дією іонізуючого випромінювання в емалі виникає інтенсивний сигнал ЕПР, обумовлений в основному орієнтованими та розупорядкованими  $\text{CO}_2^-$  радикалами. Визначення концентрації цих радикалів дає інформацію про дозу опромінення. Останнім часом було встановлено, що і УФ-опромінення може призводити до появи таких самих  $\text{CO}_2^-$  радикалів. Оскільки ЕПР параметри радикала не залежать від енергії падаючого кванта, то виникає проблема розділення доз від різних видів іонізуючого випромінювання. Незважаючи на досить велику кількість робіт, присвячених використанню радіаційного сигналу в емалі для прикладних завдань, ця проблема досі не була вирішена.

В даній роботі проведений детальний порівняльний аналіз спектрів ЕПР пластинок зубної емалі при  $\gamma$ - ( $^{60}\text{Co}$ ) та УФ опроміненні. Доза опромінення підбиралася такою, щоб сигнал ЕПР для обох зразків був приблизно рівний. ЕПР-вимірювання проводились на спектрометрі X-діапазону при кімнатній температурі. Було використано модуляцію магнітного поля з частотою 100 кГц та амплітудою 0,2 мТл.

Було показано, що в пластинках емалі спостерігається кутова залежність форми сигналу ЕПР від орієнтації зовнішнього магнітного поля, так звана анізотропія спектрів ЕПР. Дослідження радіаційно-індукованого ЕПР спектру показали, що анізотропія більш яскраво виражена для УФ-, ніж для  $\gamma$ -опромінених пластинок. Анізотропія обумовлена наявністю орієнтованих  $\text{CO}_2^-$  радикалів, оскільки спектр ЕПР від розупорядкованих радикалів не змінюється при зміні орієнтації магнітного поля. Тому дані результати показують, що УФ- опромінення призводить до появи більшої кількості орієнтованих радикалів, ніж  $\gamma$ - опромінення по відношенню до загальної кількості радикалів.

З метою визначення вкладу від орієнтованих та р розупорядкованих радикалів нами було проведено комп'ютерне моделювання експериментальних спектрів при різних орієнтаціях зовнішнього магнітного поля. Для опису лінії від розупорядкованих радикалів використовувалися параметри :  $g_x = 2.0030$ ,  $g_y = 2.0015$  та  $g_z = 1.9975$ . Спектр ЕПР від відпаленої пластинки емалі був використаний для опису лінії від орієнтованих радикалів. Аналіз показав, що важливим параметром, який дозволяє відрізнити зразки, опромінені іонізуючим випромінюванням різних типів є відношення кількості орієнтованих центрів до загальної кількості радіаційних центрів. Так, у випадку опромінення тільки  $\gamma$ - променями вклад орієнтованих центрів складає 16-20%, в той час, як для УФ- опромінення – 30-37%, причому ці величини не залежать від величини отриманої дози, а тому вони є характеристичними параметрами для кожного з типів опромінення. З урахуванням отриманих числових значень цих характеристичних параметрів нами запропонована методика розділення вкладів  $\gamma$ - та УФ- опромінення в дозиметричному сигналі ЕПР.

## Діагностики структурних параметрів багат шарових структур

Савельєва І.С.<sup>1</sup>, Єфанов О.М.<sup>1</sup>, Кладько В.П.<sup>1</sup>, Анін Д.В.<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, 41, пр. Науки, Київ, 03028 Україна; e-mail: [irasave@gmail.com](mailto:irasave@gmail.com)

<sup>2</sup> Київський національний університет ім. Т. Шевченка, 2, пр. Глушкова, Київ 03022 Україна

В даній роботі представлено метод, який базується на послідовному проведенні високороздільного рентгенівського експерименту, комп'ютерного моделювання процесу дифракції від деякої модельної структури з технологічними параметрами та автоматичному фітуванні параметрів моделі з використанням експериментальних даних. Це дає можливість визначити реальні параметри (товщина шару, статичний фактор Дебая-Валлера та деформацію) для кожного з шарів структури окремо. При аналізі дифракції відносно декількох наборів кристалографічних площин одночасно з'являється можливість визначення градієнта концентрації на межах між шарами різного складу, а також ступінь релаксації.

Рентгеноструктурний аналіз на даний момент є найбільш точним методом дослідження багат шарових епітаксійних структур.

Дослідження за допомогою рентгеноструктурного аналізу можна поділити на три основні етапи. На першому етапі проводяться експериментальні виміри дифракції рентгенівських променів на досліджуваній структурі. Прямим методом за результатами експерименту можна отримати лише деякі параметри з недостатньою точністю та лише усереднено для всієї структури.

Для отримання більш точної та докладної інформації проводиться другий етап – моделювання процесу дифракції від деякої модельної структури з параметрами, що задаються технологіями.

Для того, щоб максимально наблизити змодельовану картину дифракції до експериментально отриманої, проводиться зміна параметрів модельної структури. Критерієм відповідності в даному випадку виступає функція помилок, яка вводиться як різниця між експериментальними та модельованими інтенсивностями дифрагованих променів.

Для ефективної зміни параметрів модельної структури на третьому етапі проводиться автоматичне фітування експериментальних та модельованих даних з використанням певного алгоритму. В переважній більшості випадків функція помилок, виявляється мультимодальною у просторі шуканих параметрів. Враховуючи це, алгоритм фітування було обрано таким, щоб він враховував геометрію функції помилок у просторі параметрів. Але для уникнення пастки локального мінімуму пошук має носити також певні випадкові ознаки, що теж було враховано при виборі алгоритму.

Лише завдяки автоматичному фітуванню стає можливим визначення параметрів для кожного шару окремо. Окрім цього цей метод дає можливість визначити градієнт концентрації при переході між двома шарами різного складу. Однак це потребує одночасного врахування результатів дифракції від декількох наборів площин.

В якості прикладу наведено результати дослідження 8-шарової структури  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  (5 нм/17.5 нм) на товстій підкладці з GaAs. В результаті дослідження було отримано залежність інтенсивності дифрагової хвилі від кута падіння (рис. 1), залежність параметрів ґратки та товщини шарів від глибини залягання (рис. 2, а) та фактор Дебая-Валлера для кожного шару (рис. 2, б).

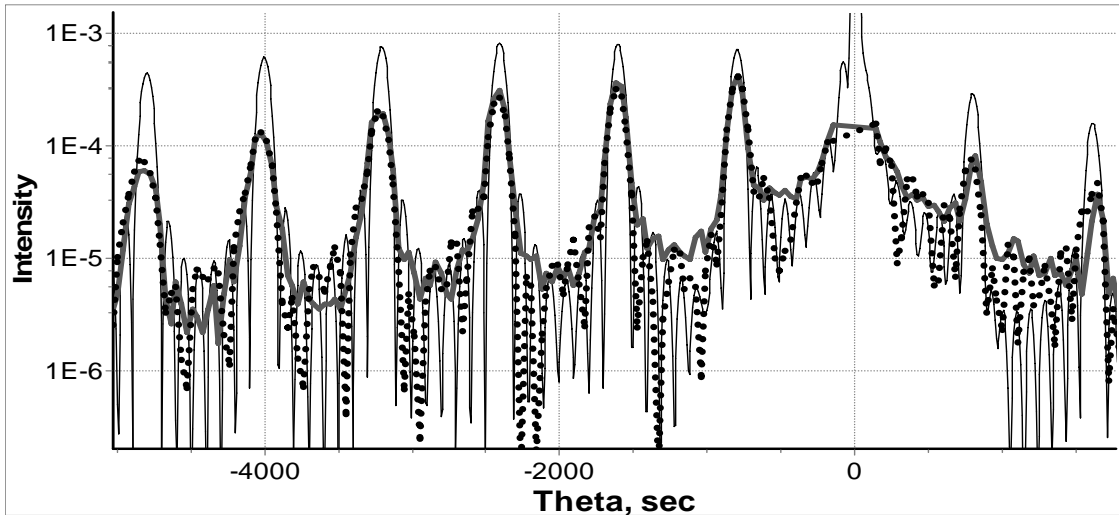


Рис.1. Крива дифракційного відбиття для 004 рефлексу. Суцільним чорним кольором на зображено початкові модельовані дані, пунктиром – результат підгонки, сірим кольором – експеримент.

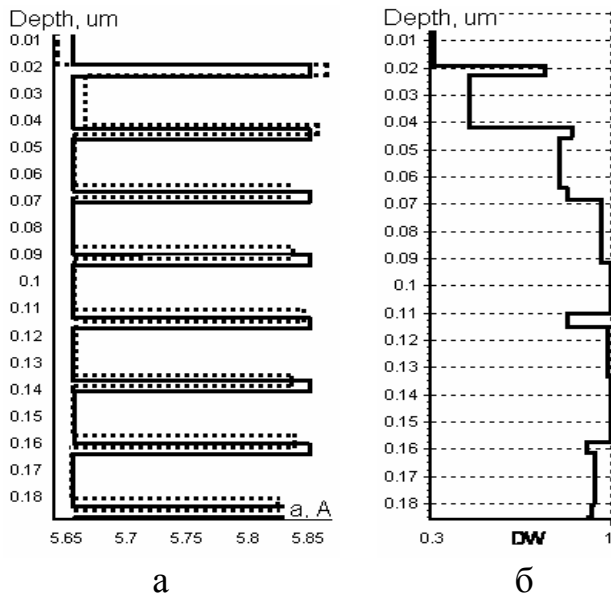


Рис. 2. Залежність від глибини залягання:  
а) – параметрів ґратки та товщини шарів;  
б) – фактора Дебая-Валлера.

Суцільним чорним кольором на зображено початкові модельовані дані, пунктиром – результат підгонки.

## Нові підходи в діагностиці нанорозмірних структур

Слободян М.В., Кладько В.П., Єфанов О.М., Савельєва І.С.

*Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є.Лашкарьова НАНУ,  
м.Київ, пр.Науки 45, e-mail: [megadoon@rambler.ru](mailto:megadoon@rambler.ru)*

В останній час напівпровідникові наноструктури, а особливо латерально впорядковані, знайшли своє широке застосування у виробництві сучасних нано- та оптоелектронних приладів. Мініатюризація та високі вимоги до якості цих приладів викликає необхідність у використанні нових підходів для структурних досліджень та аналізу застосовуваних матеріалів. Чільне місце тут посідає високороздільна X-променева дифрактометрія (ВРХД). Її переваги спричинені в основному такими факторами як (а) висока чутливість та точність при визначенні структурних параметрів епітаксійних шарів, квантових ям, надграток (НГ); (б) неруйнівна взаємодія X-променевого випромінювання з досліджуваною речовиною; (в) простота підготовки зразків та проведення експерименту [1]. Крім того ВРХД дозволяє виявити ряд особливостей в таких структурах, що проявляють себе у впливі на дифракцію X-променів.

Дані вимірювання, разом із використанням кінематичних [2] чи динамічних розрахункових моделей розсіяння та методів автоматичної оптимізації їх параметрів, дають змогу отримати точну інформацію про невідповідність параметру ґратки, релаксацію напруг, товщину шару чи одиничної квантової ями, період НГ, шершавість інтерфейсу, структурні параметри квантових точок (КТ), пояснити механізми їх росту та самовпорядкування і т.д.

В даній роботі ми розглянемо застосування та можливості ВРХД для характеристики латеральних об'єктів, таких як квантові дроти, точки та ланцюги КТ в нанорозмірних багат шарових структурах InGaAs/GaAs, а також для дослідження багат шарових структур з одиничною квантовою ямою (КЯ). У якості зразків для дослідження виступали 8-періодні та 17-періодні НГ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(100)$ , вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії, із вмістом індію відповідно  $x = 0.20-0.35$  та  $x = 0.40$ . Також досліджувались структури InGaAsSbN/GaAs з одиничною КЯ із вмістом індію та сурьми відповідно 20-36% та 1%. Усі вимірювання проводились на високороздільному X-променевому дифрактометрі PANalytical X'Pert PRO MRD XL.

Отримані експериментальні та теоретичні дані при дослідженні НГ з різним вмістом індію (рис.1а) дали змогу пояснити механізм початкової стадії переходу від пошарового росту плівки до утворення трьохвимірних nanoострівців. Також було показано, що коректне пояснення дифракції від багат шарових структур з КТ неможливе без зйомки мап оберненого простору (МОП).

Крім того, використання ВРХД дає змогу спостерігати ряд незвичайних дифракційних ефектів. Зокрема, при дослідженні 17-періодної НГ  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  на кривих дифракційного відбиття спостерігалось розщеплення когерентних сателітів, які відповідають періодичності НГ в напрямку росту. На МОП (рис.1б) ми спостерігали дві системи латеральних сателітів, одна з яких була нахилена відносно іншої на кут  $30^\circ \pm 2.5^\circ$ . Все це вказує на формування в структурі НГ двох областей з різними періодами та нахилений вертикальний ріст ланцюгів КТ в одному з них.

На МОП від зразків з одиничною КЯ (рис.2) спостерігався коливний розподіл інтенсивності вздовж нормалі до поверхні структури, відомий в літературі як "змійка" (wiggles) [3]. До цього часу пояснення цього ефекту не було. Ми вважаємо, що він викликаний двома факторами: симетрія власного тензора напруг та симетрії пружного модуля матеріалу підкладки, що призводить до зміни нахилів кристалографічних площин з глибиною як в потенціальній ямі, так і в границі бар'єрного шару.

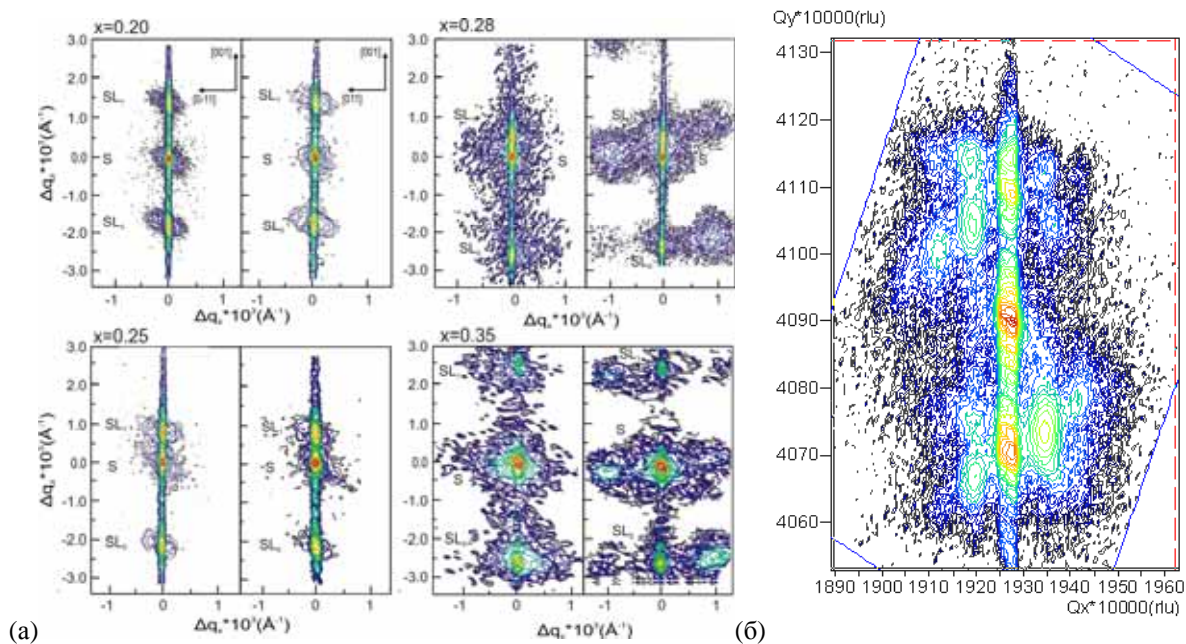


Рис.1 Експериментальні МОП: (а) від НГ  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  в асиметричній геометрії дифракції 113, зняті у двох взаємо перпендикулярних напрямках площини дифракції [110] і [1-10]; (б) 17-періодна НГ  $In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$  в асиметричній геометрії 224.

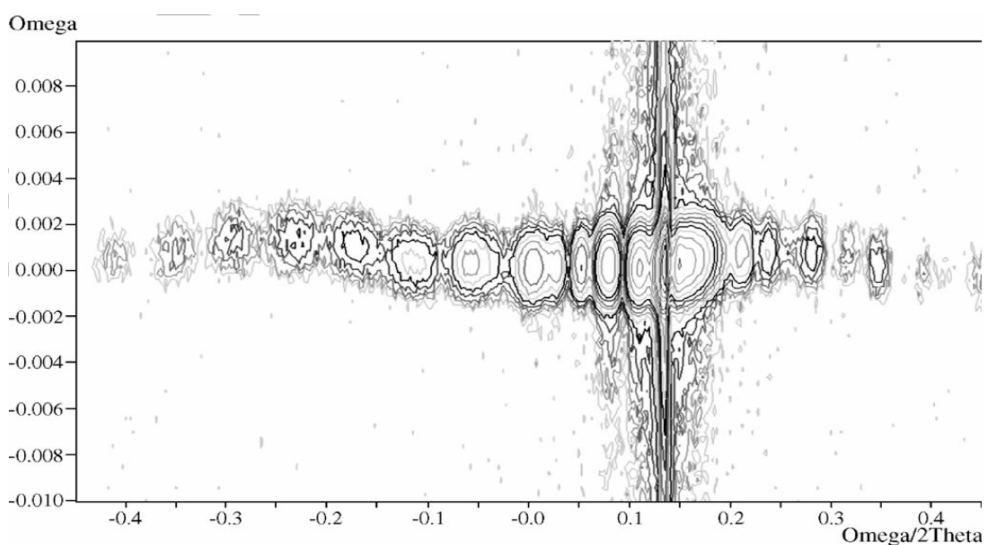


Рис.2 Експериментальна МОП для симетричного рефлексу 004 від багат шарової структури  $In_{0.36}Ga_{0.64}As_{0.974}N_{0.016}Sb_{0.01}/GaAs$  з одиничною КЯ. Видно чітке проявлення ефекту „wiggles”

В цілому описані вище ефекти свідчать про те, що ВРХД являє собою водночас простий і потужний метод дослідження сучасних напівпровідникових наноструктур, і дозволяє вирішувати задачі не тільки практичного, але й фундаментального характеру.

1. Pietch U., Holy V., Baumbach T. High Resolution X-ray Scattering / Thin Films to Lateral Nanostructures. – New York: Springer-Verlag, 2004. – 408 p.
2. Пунегов В.И., Максимов А.И., Колосов С.И. // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т.33. Вып. 3. – С.64–71
3. Fewster P.F. // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – V.8. – P. 1915.



# Умови формування стійкого періодичного випромінювання в системі твердотілого лазера В - класу

Василь Харченко

*Інститут магнетизму НАН України,  
бульв. Академіка Вернадського 36б, Київ, [vasiliy@imag.kiev.ua](mailto:vasiliy@imag.kiev.ua)*

Розглядається динаміка системи твердотілих лазерів В-класу, які прості у реалізації та широко використовуються на практиці. Фазовий простір систем таких лазерів є двовимірним і дозволяє існування особливих траєкторій, а перехідні процеси мають переважно коливальний характер. В цей клас входять твердотілі лазери на слабколегованих кристалах та стеклах (рубін  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ , матеріали із додаванням неодиму, ербію та інших рідкоземельних елементів); волоконні, напівпровідникові та деякі молекулярні газові лазери низького тиску [1,2]. Серед останніх найбільш відомим є лазер на вуглекислому газі. Використовуючи аналітичний підхід, що базується на визначенні показника Флоке [3], досліджується вплив модулятора, що описує нелінійні процеси багатотонної взаємодії та додаткового матеріального середовища із нелінійними властивостями на процеси формування стійкого періодичного випромінювання.

Досліджується напівкласична модель твердотілого лазера, що враховує дію модулятора добротності та нелінійного поглинаючого середовища. Динаміка такої системи задається системою диференціальних рівнянь [1]:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = Gx \left( \frac{y}{c - yk} - 1 - \varphi(x, a, b) - \psi(x, \kappa) \right), \\ \frac{dy}{dt} = A - y - \frac{xy}{c - yk}, \quad c = 1 + k + \frac{\Delta^2}{1 + k} \end{cases} \quad (1)$$

де  $x$  – інтенсивність поля випромінювання фотонів,  $y$  – різниця заселеності рівнів атомів,  $k$  – відношення констант релаксації поля і поляризації атомної системи,  $A$  – параметр накачки, величина  $\Delta = (\omega_0 - \omega_c)\nu_a^{-1}$  задає зміщення власної частоти резонатора  $\omega_0$  від центру спектральної лінії  $\omega_c$ , де  $\nu_a$  – швидкість релаксації поляризації атомної системи. Функція  $\varphi(x, a, b)$  задає нелінійні ефекти взаємодії потоку фотонів у модуляторі добротності резонатора за допомогою керуючих параметрів  $a, b$ ; а функція  $\psi(x, \kappa)$  визначає нелінійні процеси поглинання середовищем випромінювання слабкої інтенсивності. Параметр  $G$  визначений як відношення часу релаксації інверсії  $y(t)$  до часу релаксації спонтанного випромінювання  $x(t)$ . Для твердотілих лазерів  $G \gg 1$ . Система (1) записана у безрозміреному вигляді.

Для отримання ефекту самоорганізації, пов'язаного із когерентною поведінкою мод лазерної системи, що характеризується стійким періодичним лазерним випромінюванням та має вигляд стійкого граничного циклу на фазовій площині  $(y, x)$ , необхідно вибрати узагальнену модель взаємодії потоку фотонів у модуляторі та визначити характер поглинання випромінювання у фільтрі. Використовуючи відомі припущеннями про багаточастинкову взаємодію дія модулятора представляється у вигляді  $\varphi(x, a, b) = ax^2 - bx$ . Керуючі параметри  $a, b$  визначають інтенсивності трифотонного поглинання та

двофотонної генерації відповідно. Такий тип навантаження експериментально може бути отриманий, враховуючи нелінійну залежність показника переломлення, або за допомогою введення до робочої області лазера кварцу, який під впливом світлових хвиль випромінює звукові, що, в свою чергу, модулюють вихідне випромінювання [6].

Згідно [4,5] вигляд нелінійної дисипації, що визначає ефекти поглинання хвиль слабкої інтенсивності, візьмемо у вигляді  $\psi(x, \kappa) = \frac{\kappa}{1+x}$ , де  $\kappa$  – параметр поглинання.

Такий вигляд дисипативної функції пов'язується із нелінійною залежністю часу релаксації інтенсивності електричного поля [1].

Встановлено, що для досягнення режиму стійких періодичних пульсацій необхідно і достатньо введення в робочу область лазера додаткового матеріального середовища із нелійними властивостями  $\psi(x, \kappa)$ , що здатне поглинати випромінювання слабкої інтенсивності. У такому разі формується область керуючих параметрів (всередині труби на рис.1а) лазерної системи, при яких реалізується дисипативна структура типу граничного циклу (жирна лінія на рис.1б). Врахування процесів фотонної взаємодії в модуляторі приводить до істотного звуження даної області.

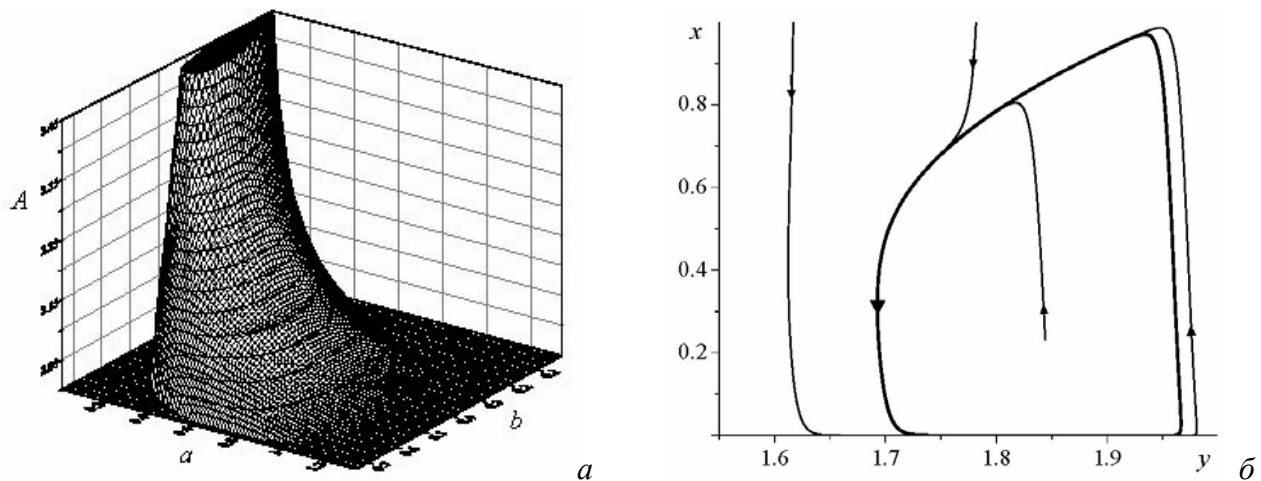


Рис.1. Фазова діаграма (а) та фазовий портрет (б) системи (1).

1. Ханін Я.И. Основы динамики лазеров. – М.: Наука. Физматлит, 1999.
2. Caldero O.G., Melle S., Gonzalo I. // Phys. Rev. A. – 2002. – V. 65, N 6. – P. 023811.
3. Hassard B.D., Kazarinov N.D., Wan Y.H.. Theory and Application of the Hopf Bifurcation. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1981.
4. Haken H. Synergetics. – New York: Springer, 1983.
5. El-Nicklawy M.M., Hassan A.F.//Optics & Laser Technology. – 2002. – V. 34. – P. 363-368.
6. Kaczmarek F. Wstep do fizyki laserow. – Warszawa: Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, 1979. – 456 p.

## Структурная модификация алмазоподобного углерода под воздействием маломощного электромагнитного излучения

Шалаев Р.В., Варюхин В.Н., Прудников А.М.

*Донецкий физико-технический институт НАНУ,  
г. Донецк, 83114, ул.Р.Люксембург 72, [sharos@mail.ru](mailto:sharos@mail.ru)*

Уникальные свойства искусственных алмазных и алмазоподобных пленок, выращиваемых на подложках из различных материалов, открывают возможность их использования в электронике, оптике и т.д. К этим свойствам относятся высокая механическая прочность, оптическая прозрачность (особенно в ИК-диапазоне), большое удельное электросопротивление, химическая инертность, биосовместимость.

Однако, метастабильность алмаза в условиях его синтеза из газовой фазы при давлениях ниже атмосферного накладывает определенные ограничения на простоту и доступность этого метода получения алмазных и алмазоподобных пленок. Совыделение на ростовой поверхности пленки термодинамически более предпочтительного графита ведет к необходимости постоянного присутствия в газовой фазе высокой концентрации травящего компонента – атомарного водорода. В плазме малой мощности концентрация атомарного водорода часто бывает недостаточной для эффективного травления. Важным фактором также является температурный режим ростовой поверхности пленки. От него зависит подвижность ростовых радикалов, интенсивность их миграции по поверхности, вероятность и частота образования зародышей роста, активность перестройки растущей структуры. Известно, что термическая активация ростовой поверхности ограничена графитизацией алмазных слоев при температурах выше 1000<sup>0</sup>С. В случае алмазоподобных пленок нитрида углерода CN<sub>x</sub> при температурах подложки выше 500<sup>0</sup>С наблюдается разложение получаемого материала в азотной атмосфере.

Вариантом решения данной проблемы может быть облучение ростовой поверхности пленки электромагнитным излучением, которое является одним из наиболее тонких инструментов воздействия на свойства твёрдого тела. Воздействие излучения на поверхность роста и на газовую фазу вблизи поверхности роста оказывает исключительно большое влияние на протекание процессов эпитаксии, скорость роста пленок и качество получаемых материалов. Основными действующими факторами здесь являются образование свободных атомов и радикалов в плазме, частиц в возбуждённых метастабильных состояниях в плазме и на поверхности роста, а также поверхностного заряда. Влияние видимого и ультрафиолетового (УФ) излучения малой мощности на рост алмазных и алмазоподобных пленок изучено недостаточно на данный момент.

В данной работе исследовалась структурная модификация алмазоподобных углеродных пленок С:Н и CN<sub>x</sub> при воздействии на ростовую поверхность маломощного электромагнитного излучения УФ- и видимого диапазона спектра. Пленки выращивались методом газофазного CVD-синтеза, а также методом магнетронного распыления графитной мишени в атмосфере азота и аргона на подложках из кварцевого стекла и монокристаллического NaCl. Ростовая поверхность пленок облучалась излучением лазера ЛТИ-701 с длиной волны 532 нм, а также сфокусированным излучением ртутной лампы ДРШ-250. Спектроскопические исследования полученных алмазоподобных пленок проводились в видимом диапазоне спектра на спектрофотометрах СФ-5 и ЗМР-ЗМД, а также в ИК-диапазоне спектра при помощи спектрометров ИКС-29 и ИК-Фурье спектрофотометра Nicolet 300. В качестве дополнительных структурных методов исследования пленок применялись рентгеноструктурный анализ и электронная микроскопия поверхности. Для регистрации эмиссионных спектров плазмы газового разряда использовалась оптическая

регистрирующая система на базе спектрометра “Спектр”, позволяющая измерять пространственное распределение интенсивности спектральных линий атомов, молекул и радикалов непосредственно в процессе осаждения пленок.

В работе показан заметный рост концентрации травящего компонента – атомарного водорода – в плазме тлеющего разряда при облучении ростовой поверхности пленок С:Н лазерным излучением видимого диапазона спектра в процессе роста. Эффекты повышения концентрации наблюдаются исключительно при облучении ростовой поверхности, т.е. показано, что имеют место некоторые поверхностные процессы передачи энергии электромагнитного излучения адсорбированным на поверхности молекулам, в которых ростовая поверхность играет роль фотосенсибилизатора.

Спектроскопические исследования полученных углеродных алмазоподобных пленок показывают рост прозрачности пленок в видимом диапазоне спектра при облучении ростовой поверхности маломощным электромагнитным излучением. Наблюдается заметное увеличение ширины запрещенной зоны таких образцов, что косвенно свидетельствует о росте содержания в пленке структурных элементов из атомов углерода в  $sp^3$ -координированном состоянии по отношению к  $sp^2$ -координированным углеродным кластерам.

Колебательные спектры ИК-поглощения показывают значительные структурные изменения в получаемых пленках (рис.1) при воздействии излучения. Если для пленки А37, полученной без лазерного облучения, наблюдаются интенсивные полосы поглощения, характерные для  $sp^2$ -гибридизированных углеродных атомов (при  $\nu=1560\text{ см}^{-1}$ , соответствующие внутривибрационным колебаниям атомов углерода в решетке графита), то в пленке А53 на этой частоте остается лишь слабая полоса, а основные полосы в области  $1000\text{-}1300\text{ см}^{-1}$  характерны для колебательных частот  $sp^3$ -гибридизированных атомов углерода. Такие данные (совместно с данными спектроскопии видимого диапазона) свидетельствуют о преобладании роста тетраэдрической алмазной фазы над графитоподобными кластерами при облучении поверхности роста электромагнитным излучением.

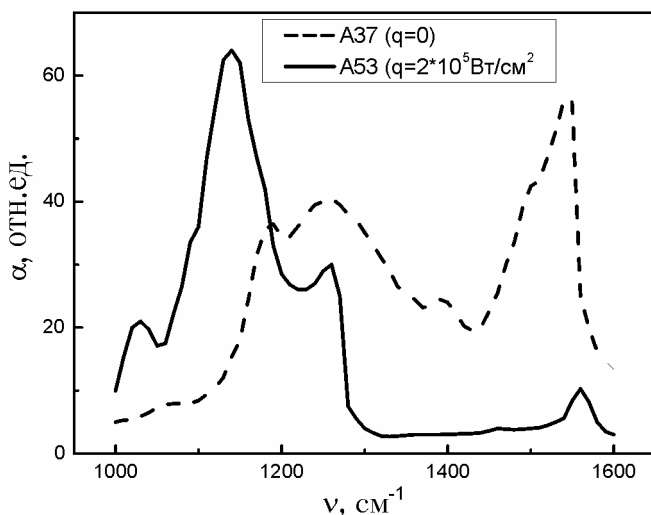


Рис.1 Спектры ИК-поглощения пленок С:Н, выращенных при различных условиях облучения.

В пленках нитрида углерода  $CN_x$ , облучаемых в процессе роста маломощным УФ-излучением наблюдаются похожие процессы фотопросветления, увеличения ширины запрещенной зоны, а также рост концентрации химически связанного азота в структуре материала. Таким образом, в целом показано, что электромагнитное излучение УФ- и видимого диапазона эффективно для подавления образования графитоподобного углерода в пленках С:Н и  $CN_x$ , ведет к росту концентрации атомарного водорода в приповерхностном слое вследствие процессов фотосенсибилизации на поверхности, а также увеличивает эффективность встраивания азотных атомов в структуру пленок нитрида углерода  $CN_x$ .

## Вплив властивостей поверхневого шару опромінюваного матеріалу на локальні зміни температури поверхні

Шмельова Л.В., Супрун А.Д.

*Shevchenko Kyiv State University,*

*2a, Academician Glushkov Ave., Kyiv, 03022, Ukraine;*

*phone: (044) 5264477, e-mail: [lshmel@univ.kiev.ua](mailto:lshmel@univ.kiev.ua),*

Питанням, що пов'язані з руйнуванням поверхні короткими лазерними імпульсами великої інтенсивності, присвячена велика кількість експериментальних та теоретичних досліджень. У зв'язку із цим виникає необхідність дослідження процесів, що протікають при взаємодії коротких лазерних імпульсів із плазмою, яка виникає при опроміненні матеріалу. На формування плазми, в свою чергу, істотно впливає структура та властивості поверхневого шару мішені. Факторами, що можуть впливати на розвинення процесу можуть бути гладкість, або шорсткість поверхні, поруватість, поглинальна здатність речовини.

Традиційно задачі руйнуючої та неруйнуючої дії випромінювання на поверхню розглядаються як різні. Проте, якщо вважати, що кожна зі співіснуючих фаз сама по собі вже є суцільним середовищем, то система рівнянь, що їх описує буде спільною для обох. Сформульовані на базі цієї системи граничні умови дозволили розглянути вищезазначену задачу як єдину, що логічно розбивається на дві, а саме, руйнівну, яка описує процеси розльоту газопоплазмового середовища та неруйнівну, що визначає зміну характеристик локальної приповерхневої ділянки, на яку діє лазерне випромінювання. При розгляді другої задачі для визначення повної картини необхідно розглядати рівняння руху пружного середовища з граничною умовою, що характеризує відгук пружних властивостей твердої речовини на дію імпульсу та енергетичне рівняння, яке трансформується до рівняння теплопровідності, що враховує лазерний зовнішній вплив із відповідною йому граничною умовою. Саме другою задачею ми обмежимося в даній роботі.

Відомо, що поверхневий шар твердої речовини є неоднорідним в масштабі десятків – сотен ангстрем та відрізняється від об'ємних шарів фізичними властивостями (густиною, в'язкістю, поляризуемістю та ін.), молекулярною будовою та хімічним складом (в багатокомпонентних системах). Саме тому, виникає необхідність врахування втрат інтенсивності випромінювання при проходженні поверхневого шару речовини. Усі ці втрати можна характеризувати коефіцієнтом загальних дисипативних втрат  $L_d$ . Цей коефіцієнт може змінюватись в межах  $0 \leq L_d \leq 1$ . Загалом ці відмінності мають враховувати коефіцієнт відбиття; об'ємне поглинання приповерхневого шару, яке є відмінним від коефіцієнта поглинання в приповерхневій області; поверхневе розсіяння, що пов'язане із шорсткістю поверхні й залежить від співвідношення між довжиною хвилі падаючого випромінювання та розмірами нерівностей; а також, зміни електронно-фононної приповерхневої структури. З урахуванням вищезазначеного задача, що дозволить визначити локальний розігрів поверхні в зоні дії лазерного випромінювання зводиться до рівняння теплопровідності:  $\rho C_v \partial T / \partial t = \text{div}(\lambda(\text{grad} T)) - (1 - L_d) \text{div} \vec{q}$  та граничної умови, що є рівнянням балансу потоку енергії для неруйнівної задачі  $L_d (\vec{n} \cdot \vec{q}_s) + \lambda_s (\vec{n} \cdot \text{grad} T)_s = 0$ . Тут  $\vec{q}(t, \vec{r})$  – зовнішній по відношенню до речовини потік енергії, який діє в об'ємі твердої фази,  $\vec{q}_s$  – потік енергії, який попадає на поверхню твердого середовища;  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності твердої речовини,  $\rho$  – її густина;  $T(t, \vec{r})$  – її температура;  $C_v$  – масова

питома теплоємність,  $\lambda_s(\vec{n} \cdot \text{grad} T)_s$  – поверхневий тепловий потік після того як випромінювання пройшло поверхневий шар твердого тіла.

У роботі розглядається просторово – одновимірною задачею без урахування поперечної форми імпульсу. Отримано узагальнений розв’язок для довільної залежності коефіцієнта поглинання твердої речовини від величини потоку, яке дає можливість врахувати ступінь впливу поверхневих втрат на динаміку температури поверхні для різних фізичних ситуацій. Отриманий розв’язок дозволяє визначати характер нелінійності поглинання випромінювання в матеріалі з експериментального вимірювання динаміки температури поверхні. На базі цього розв’язку проаналізовано динаміку температури поверхні речовини в трьох випадках: необмеженого коефіцієнта поглинання випромінювання речовиною, обмеженого коефіцієнта поглинання та випадок коли об’ємний коефіцієнт поглинання дорівнює нулю. Показано, що спадання температури після закінчення дії лазерного імпульсу відбувається значно повільніше, ніж її зростання під час дії цього імпульсу. При цьому видно, що збільшення коефіцієнта дисипативних поверхневих втрат приводить до більш суттєвого локального розігріву поверхні твердої речовини. Це говорить про те, що за рахунок поверхневих властивостей матеріалу, а також за рахунок покриттів, які можуть бути нанесені на тверді поверхні існує можливість додаткового регулювання розігріву поверхні опромінюваного матеріалу.

При дослідженні зміни в часі температури поверхні показано, існує певна кореляція між величиною коефіцієнта поглинання в об’ємі та величиною коефіцієнта загальних дисипативних втрат, особливо для навіколокритичних значень потоків, що використовуються на сучасному етапі.

Але при дослідженні динаміки температури поверхні на яку діє лазерний потік з’ясовано, що за рахунок поверхневих властивостей динаміка температури поверхні буде формуватися так само, як і для матеріалів, що мають великі значення об’ємного коефіцієнта поглинання. Тобто випадок  $k \rightarrow \infty$  за фізичним проявом рівноцінний випадку  $L_d = 1$  при довільних скінченних значеннях  $k$  (ситуація  $L_d = 1$  відповідає повній втраті випромінювання при проходженні поверхневого шару).

## **Секція 2**

### **Фізика низьковимірних систем, мікро- та наноелектроніка**

## Особливості формування та видима фотолюмінесценція плівок з Ge квантовими точками

Бегун Є.В.

*Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є.Лашкарьова НАНУ,  
м.Київ, пр.Науки 45,*

Актуальність досліджень низькорозмірних Si, Ge нанокристалів (НК) в діелектричних матрицях SiO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Si, Ge квантових точок (КТ)) обумовлена можливостями проявлення нульмірних квантових явищ та використання їх для створення випромінювачів світла, структур енергонезалежної пам'яті та інших нових приладів оптоелектроніки на базі кремнієвої технології.

Плівкам з Ge НК присвячено менше робіт ніж з Si НК. Для існуючих методів формування плівок з Ge НК виникають проблеми контролю розмірів НК, їх пасивації, а як наслідок – цілеспрямованого одержання Ge КТ з заданими інтенсивністю та спектром ФЛ, стабільністю фотолюмінесцентних властивостей. Серед різних методів формування Ge КТ методу імпульсного лазерного осадження (ІЛО) не приділено належної уваги, а між тим цей метод відрізняється технологічною гнучкістю, одностадійністю, можливістю контролю розмірів НК, їх дисперсії, домішкового складу та обмеження забруднень.

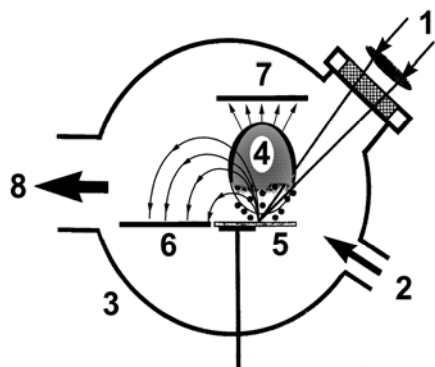
Метою даної роботи було дослідження умов формування плівок SiO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, що містять Ge НК, їх фотолюмінесцентних властивостей у діапазоні енергій 1.4-3.2 еВ та виявлення взаємозв'язків між умовами формування плівок та їх спектрами ФЛ з часовим розділенням.

Особливість формування зазначених плівок полягає у використанні методу ІЛО зі зворотного потоку частинок ерозійного факелу з наступними параметрами: використовували ІАГ:Nd<sup>3+</sup> лазер, що працював в режимі модульованої добротності з довжиною хвилі 1,06 мкм та діапазоном енергій опромінення мішені – 5-20 Дж/см<sup>2</sup>, тиск аргону в камері складав від 10 до 100 Па, швидкості формування плівок при цьому досягали 10-30 нм/мин. Склад матриці контролювали методом ІЧ спектроскопії, а розміри НК – методом скануючої атомно-силової мікроскопії.

Спектри ФЛ з часовим розділенням вимірювали у діапазоні енергій 1.4-3.2 еВ при збудженні випромінюванням азотного лазера (довжина хвилі 337 нм, тривалість імпульсу 8 нс) та стробоскопічній реєстрації сигналу в режимі лічби фотонів. Ширина стробу складала 250 нс. Показано можливість керування спектрами ФЛ в діапазоні енергій 1.4-3.2 еВ та часів релаксації від десятків наносекунд до десятків мікросекунд шляхом вибору сукупності параметрів методу ІЛО та легування плівок золотом і киснем в процесі їх формування. Встановлено, що найбільшу стабільність ФЛ мають плівки з матрицею Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> порівняно з плівками з матрицею SiO<sub>2</sub> чи GeO<sub>2</sub>.

Співставлення с теоретичними розрахунками залежності енергії екситонних станів від розмірів НК свідчить про те, що природа ФЛ досліджуваних плівок пов'язана з випромінювальною анігіляцією екситонів в Ge НК. Для малих розмірів НК спектри ФЛ Ge та Si НК близькі, при цьому спосіб формування Ge НК відрізняється більшою технологічною гнучкістю.





1 - промінь лазера; 2 – напуск газу; 3 – вакуумна камера; 4 – ерозійний факел; 5 – мішень; 6,7 – підкладки; 8 – до вакуумного насосу.

Рис.1. Схема вакуумної камери для отримання плівок з Ge КТ.

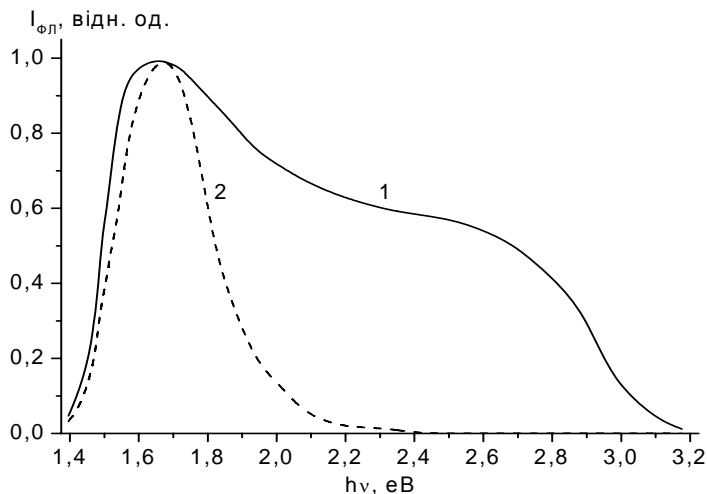


Рис.2. Спектри ФЛ з часовим розділенням плівок  $Al_2O_3$  з Ge НК, що виміряні на підкладці на відстані 2 мм (кр.1) та 6 мм (кр.2) від осі факела.

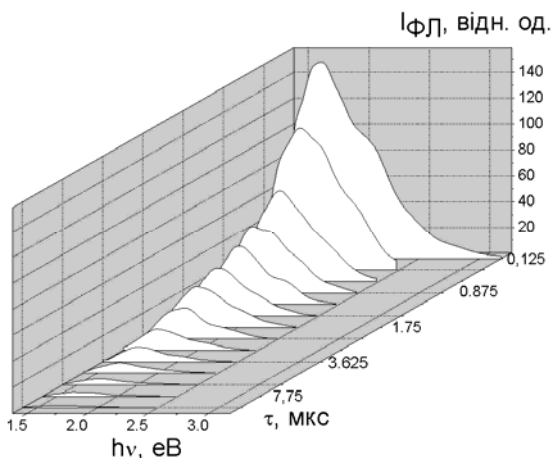
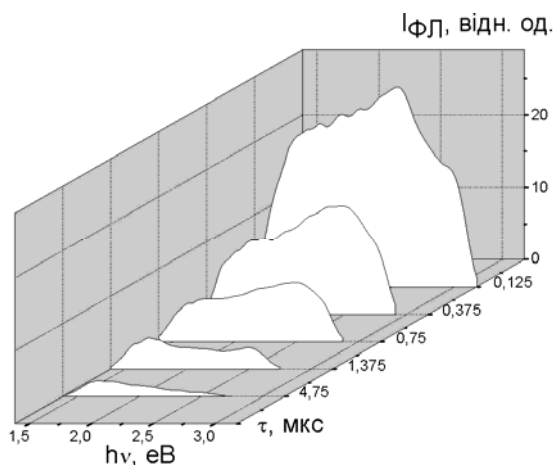


Рис.3. Спектри ФЛ плівок  $SiO_x$  (ліворуч) та  $GeO_x$  (праворуч) з Ge НК, отриманих з прямого потоку частинок ерозійного факела та легованих золотом.

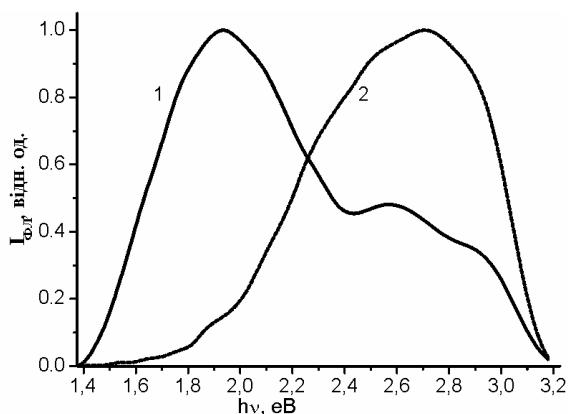
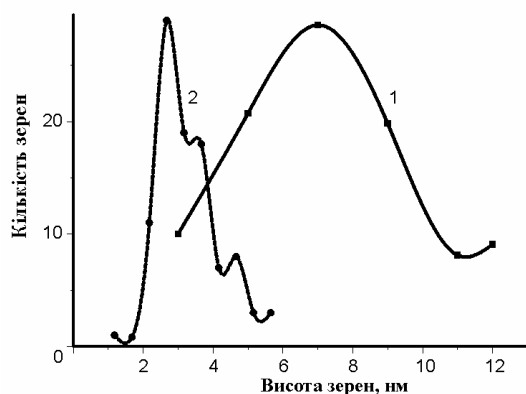


Рис.4. Гістограма розподілу висот поверхонь зерен (ліворуч) та спектри ФЛ (праворуч) нелегованих золотом плівок з Ge КТ, сформованих зі зворотного потоку частинок ерозійного факелу поблизу (1) та на віддалі (2) від осі факела при дозі опромінення мішені  $5 \text{ Дж/см}^2$  та тиску аргону  $100 \text{ Па}$ .

## Кореляція акустичної емісії та змін електрофізичних характеристик гетероструктур *InGaN/GaN*

Велешук В.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В. \*, Байдулаєва А.,  
Даулетмуратов Б.К.

Інститут фізики напівпровідників НАН України імені В.С. Лашкарьова  
03028, м. Київ, пр. Науки 45 тел. 525-84-37 E-mail: [vvvit@ukr.net](mailto:vvvit@ukr.net)

\*Київський національний університет імені Тараса Шевченка  
03680, м. Київ, пр. Акад. Глушкова, 2/1

В останній час значно зросли вимоги до надійності напівпровідникових функціональних елементів та структур при експлуатації в екстремальних умовах та критичних режимах, що зумовлено широким їх застосуванням в енергозберігаючих та інформаційних технологіях і особливо в екстремальній електроніці. Крім того в зв'язку з пошуком альтернативних надійних та ефективних джерел освітлення та інтенсивного короткохвильового випромінювання значно зріс практичний та науковий інтерес до люмінесцентних напівпровідникових гетероструктур на основі сполук *InGaN* та *GaN* [1-4].

Проте однією з проблем виготовлення та експлуатації при критичних режимах лазерних та діодних гетероструктур на основі сполук *InGaN*, *AlGaN*, *GaN* є неоднорідність провідності в об'ємі [1-3], різниця модулів пружних сталих, коефіцієнтів термічного розширення та сталих ґраток на границях гетеропереходів, теплового опору активного середовища та тепловідводу, що призводить до значного градієнту температур ( $1000\text{ }^\circ\text{C}/\text{см}$  -  $7000\text{ }^\circ\text{C}/\text{см}$ ) і відповідно до значних термомеханічних напруг (до  $10^7$  Па) при протіканні струму [1]. Це значно прискорює їх деградацію, знижує коефіцієнт корисної дії та тривалість безвідмовного функціонування [1-3]. Явище неоднорідності проходження струму за рахунок неоднорідності об'ємного опору структур та латеральної інжекції носіїв в квантову яму мезаструктури в літературі відоме як "current crowding" [1] і призводить разом з вищеперечисленими причинами до значних термонапруг та небажаної локальної мікропластичності матеріалу при критичних густинах струму в умовах джоулевого саморозігріву. Дані локальні ділянки структури, де відбувається релаксація механічних напруг при протіканні струму є джерелами акустичної емісії (АЕ) – явища випромінювання пружних акустичних хвиль при динамічній перебудові структури матеріалу, що супроводжується зривом механічних напруг в локальних об'ємах, зокрема при виникненні та нерівномірному русі дислокацій в напівпровідниках та напівпровідникових структурах [5,6].

Об'єктом дослідження були *InGaN/GaN* світловипромінюючі мезаструктури з *In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N*- квантовою ямою шириною 30 Å. В умовах саморозігріву протікаючим струмом механізм деградації світловипромінюючих гетероструктур в основному визначається температурою перегріву їх активної області. При цьому деградація параметрів структур при протіканні великих густин струмів, що більші за номінальні, супроводжується появою одиничних дислокацій, в тому числі паралельних та перпендикулярних до площини гетеропереходу, та сітки дислокацій в активній області *p-n*- структури за рахунок релаксації термомеханічних напруг [3,6].

В роботі по вимірах вольт-фарадних характеристик (ВФХ) було виявлено монотонні зміни ємності та ефективного заряду *InGaN/GaN* та *GaAs<sub>0,15</sub>P<sub>0,85</sub>/GaP* структур при збільшенні величини густини струму, при якій витримується структура до виникнення сигналів АЕ, що пов'язано з незворотним утворенням структурних дефектів матеріалі структур.

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) гетероструктур при різних режимах тепловідводу (без тепловідводу -  $T_{\text{зовн}}=300-310$  К, водяний тепловідвід,  $T_{\text{зовн}} = 273-280$  К, в парах азоту при  $T_{\text{зовн}} = 120$  К та при зануренні в рідкий азот при  $T_{\text{зовн}} = 77$  К) мають ділянку спаду струму одночасно з ростом прямої напруги, на якій має місце зростання послідовного опору  $R_s$  з виникненням інтенсивної АЕ, причому даний незворотний ріст опору є температурно залежним, що вказує на зниження кількості джерел АЕ із зниженням температури.

Було зареєстровано виродження та зникнення S-подібної вольт-амперної характеристики для *InGaN/GaN* структур при 77 К після випромінювання інтенсивної активної АЕ при досягненні струму  $\sim 94$  А/см<sup>2</sup> і більше, що пояснюється утворенням при покроковому збільшенню струму з часовою затримкою до виникнення АЕ дислокацій та дефектів, що утворюють в забороненій зоні активної області (*InGaN*) гетероструктури системи мілких рівнів, що примикає до валентної зони. А так як однією з умов наявності S-ВАХ є відсутність даної системи мілких рівнів [4], щоб не було термічно збуджених дірок то при наявності системи нових енергетичних рівнів за рахунок новоутворених дислокацій та структурних дефектів в активній області S – подібний хід ВАХ зникає.

Таким чином, проведені систематизовані експериментальні дослідження вказують на кореляцію виникнення акустичної емісії із змінами електрофізичних характеристик (ємності, величині ефективного заряду, послідовного опору) та із змінами в системі енергетичних рівнів на гетерограницях і в квантовій ямі гетероструктур *InGaN/GaN*, зокрема в забороненій зоні активної області, що виникають за рахунок утворення різнорозмірних структурних дефектів.

Показано, що кількість джерел АЕ в *InGaN/GaN* гетероструктурах при протіканні струму значно знижується із зменшенням температури навколишнього середовища.

Дані результати мають практичне значення при процесах швидкої, катастрофічної деградації світловипромінюючих гетероструктур *InGaN/GaN* при експлуатації в екстремальних та критичних режимах струмового навантаження.

1. Guo X., Schubert E.F. Current crowding in *GaN/InGaN* light emitting diodes on insulating substrates // *J. of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 90, № 8. – P. 4191 – 4195.
2. Сизов Д.С., Сизов В.С., Заварин Е.Е., Лундин В.В. и др. Кинетика и неоднородная инжекция носителей в нанослоях *InGaN* // *ФТП*. – 2005. – Т. 39, вып.2. – С. 264-268.
3. Бочкарева Н.И., Ефремов А.А., Ребане Ю.Т. Горбунов Р.И., Клочков А.В., Шретер Ю.Г. Неоднородность инжекции носителей заряда и деградация голубых светодиодов // *ФТП*. – 2006. – Т.40, №1. – С.122-127
4. Кузнецов Н.И., Irvine K.G. Вольт-амперные характеристики *GaN* и *AlGaIn p-i-n*-диодов // *ФТП*. – 1998. – Т. 32, №3. – С. 369-372.
5. Ляшенко О.В., Перга В.М., Тхорик В.А. Связь электрических шумов с акустической эмиссией в элементах оптоэлектроники // *Тез. Докл. Координ. Совещ. Соц. стран по физ. Пробл. оптоэлектроники*. – Баку, 1989. – С.89.
6. Ikoma T., Ogura M., Adachi Y. Acoustic-emission study of defects in *GaN* light-emitting diodes // *Appl.Phys.Letters*. – 1978. – Vol.33, №5. – P.414-415.

# Расчет параметров двухъямных квантовых точек

Григорьев А.А.

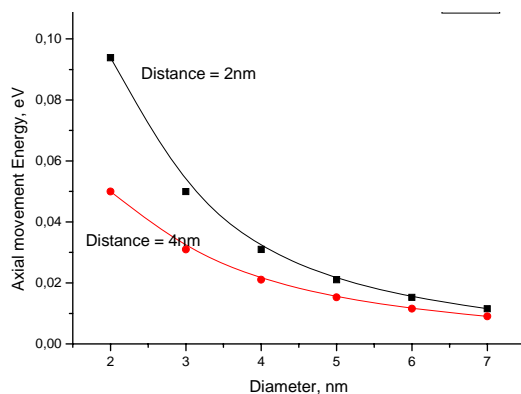
Институт физики полупроводников им В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев  
[grigorev@isp.kiev.ua](mailto:grigorev@isp.kiev.ua)

В современных электронных устройствах (например, системах памяти) все более широкое применение находят ансамбли квантовых точек, внедрённых в диэлектрическую матрицу. Уже сейчас ведутся широкие работы, направленные на совершенствование технологии получения ансамблей квантовых точек с параметрами (концентрация, глубина залегания, равномерность), удовлетворяющими требованиям электроники. Однако, для таких концентраций расстояния между точками становятся соизмеримыми с размерами точки, таким образом актуальной становится задача о взаимодействии соседствующих квантовых точек.

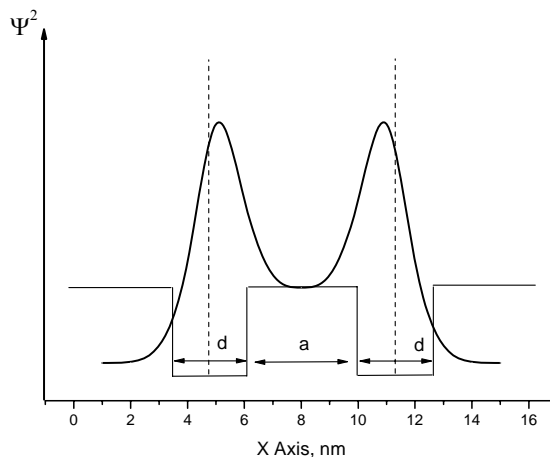
В работе представлено теоретическое описание и расчёт взаимодействия квантовых точек на энергитический спектр носителей. Расчёт производился с учётом нарушения сферической симметрии, т.е. для случая двух идентичных точек на одной оси. Проводился расчёт энергитических характеристик квантовой точки в зависимости от расстояния до соседней точки, а также и размеров точки.

Выявлены следующие интересные эффекты:

- уменьшение энергии квантования при сближении точек;



- большая чувствительность к расстоянию у точек меньших размеров;
- увеличенная чувствительность энергии квантования к параметрам матрицы (вследствии перераспределения электронной плотности).



# Фононный вклад в сопротивление п/п углеродных нанотрубок

Завальнюк В.В.

Одесский национальный университет им.И.И. Мечникова, Дворянская, 2, Одесса, Украина,  
[VZavalnyuk@ONU.edu.ua](mailto:VZavalnyuk@ONU.edu.ua), 38-067-7114523.

Одним из факторов, приводящих к возникновению электрического сопротивления, является рассеяние электронов проводимости на колеблющихся атомах – рассеяние на фононах. Такое сопротивление обычно называют решеточным. Как известно [1], при не очень высоких (комнатных) температурах основной вклад в решеточное сопротивление кристаллов вносят длинноволновые акустические фононы. Оптические фононы начинают активно взаимодействовать с носителями заряда при более высоких температурах, а в случае квазидномерных систем (таких, как нанотрубки) к ним присоединяются и поперечные акустические фононы. В данной работе исследуется влияние рассеяния на продольных акустических фононах на проводимость нанотрубок.

Электрон-фононное взаимодействие рассматривается в приближении деформационного потенциала, который определяем как изменение энергии электрона (связано с изменением ширины запрещенной зоны) при деформации нанотрубки. Мы рассматриваем нанотрубки, находящиеся в твердой среде, поэтому деформациями изгиба можно пренебречь. Основное влияние на ширину запрещенной зоны трубки ( $E_g$ ) оказывает изменение её радиуса [2], связанное с продольным растяжением (сжатием).

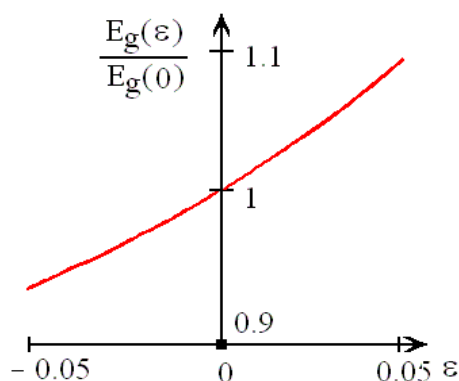


Рис. 1. Изменение ширины запрещенной зоны нанотрубки при её продольном растяжении.

Исходя из достаточно простой геометрической модели, получаем связь радиуса  $R$  нанотрубки с её относительным растяжением  $\varepsilon$ . С учетом этой зависимости выражение для  $E_g$  принимает следующий вид:

$$E_g(\varepsilon) = E_g(0) \cdot \frac{2}{1 + \sqrt{4 - 3(1 + \varepsilon)^2}}.$$

С использованием полученного деформационного потенциала и представления деформации через операторы рождения-уничтожения фононов [3], найдено среднее время жизни носителей заряда в состоянии с квазиимпульсом  $k$ .

По распределению носителей заряда в валентной зоне и зоне проводимости, а также их временам жизни в соответствующих состояниях, найдено сопротивление нанотрубки в приближении времени релаксации.

1. Дж. Займан, Принципы теории твердого тела.– М.:Мир, 1966
2. S. Tishchenko, Ukr. Journ. Physics, v.50, №9 (2005), 981
3. А.С. Давыдов, Теория твердого тела.– М.:Наука, 1976

# Спектри фотолюмінесценції та оптичного поглинання квантових точок CdTe в колоїдних розчинах і полімерних матрицях

Калитчук С.М.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України  
проспект Науки, 45, м. Київ, Україна, 03028  
тел./факс: +38(044)525-63-91, E-mail: [kalytchuk@isp.kiev.ua](mailto:kalytchuk@isp.kiev.ua)*

Проведено дослідження спектрів фотолюмінесценції (ФЛ) та оптичного поглинання квантових точок CdTe в колоїдних розчинах і полімерних матрицях. Побудована енергетична діаграма квантових точок з врахуванням впливу пасивації поверхні. Розраховані енергії зв'язків між поверхневими атомами Cd і Te та атомами сірки, що входять до складу молекул тіогліколевої кислоти, і молекулами води, відповідно. Показано, що атом водню, який входить до складу молекули води, локалізованої біля грані Te, може перебувати в двох енергетичних станах, локалізованих поблизу атомів кисню і телуру, і, таким чином, приймати участь в нейтралізації нерівноважних дірок, захоплених на поверхневі стани квантових точок.

Вперше виявлений незвичайний ефект, який полягає в низькоенергетичному зсуві максимуму ФЛ при замерзанні водного розчину, що містить квантові точки CdTe. Різка зміна люмінесцентних властивостей колоїдного розчину квантових точок CdTe в околі фазового переходу рідина-лід пояснена різною ефективністю нейтралізації заряду на поверхні квантових точок, що знаходяться в розчині або "заморожені" в льоді. Червоний зсув максимуму ФЛ зумовлений зростанням поверхневого заряду і пов'язаного з ним електричного поля в об'ємі квантової точки, що призводить до підсилення прояву квантово-розмірного ефекту Штарка. Запропонована модель, яка описує можливі процеси нейтралізації поверхневого заряду і дозволяє якісно пояснити цей ефект.

# Диффузионное формирование включений силицидных фаз цилиндрической формы в системах металл-Si(001)

Конорев С.И.

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт", пр. Победы 37, 03056, г. Киев, Украина, e-mail: [godwyn@kpm.ntu-kpi.kiev.ua](mailto:godwyn@kpm.ntu-kpi.kiev.ua)

Результаты многочисленных экспериментальных исследований [1] свидетельствуют, что реакционная диффузия в системах "пленка металла – монокристалл Si" приводит к формированию включений силицидных фаз разной геометрической формы. Среди полупроводниковых силицидов внимания заслуживают силициды Mn, как перспективные материалы элементов термоэлектрических и оптоэлектронных устройств. В качестве примера на рис.1 показано, что включения фазы  $Mn_5Si_3$  в системе Mn(100 нм)/Si(001) имеют цилиндрическую форму.

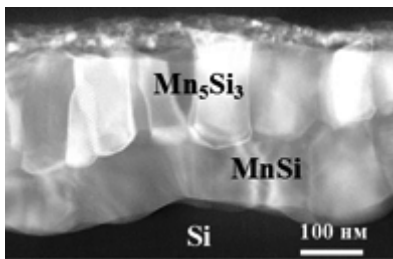


Рис. 1. Формирование цилиндрических включений фазы  $Mn_5Si_3$  (cross-section)

В данной работе получено приближенное решение диффузионной задачи со свободной границей в новой постановке, которая учитывает, что формирование цилиндрического включения новой фазы происходит в составе ансамбля частиц, которые статистически равномерно распределены в объеме исходной матрицы. При этом каждая частица растет в некоторой достаточно малой изолированной диффузионной области. Считается, что частица и область ее подпитки являются цилиндрическими объектами с радиусами  $r_\Phi(t) \geq 0$  и  $R$ . Определение динамики роста частицы новой  $\gamma$ -фазы  $r = r_\Phi(t)$  и концентрации диффузанта в пересыщенном  $\alpha$  – твердом растворе  $c = c(r, t)$  сводятся к решению следующей задачи:

$$D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial c}{\partial r} \right) - \frac{\partial c}{\partial t} = 0, \quad r_\Phi(t) < r < R < \infty, \quad t > 0,$$

$$c(r, 0) = c_0, \quad r_\Phi(0) < r < R,$$

$$c(r_\Phi(t), t) = c_\alpha, \quad t > 0,$$

$$D \frac{\partial c}{\partial r} = 0, \quad r = R \quad \text{или} \quad \lim_{r \rightarrow \infty} c(r, t) = c_0, \quad t > 0,$$

$$D \frac{\partial c}{\partial r} = (c_\gamma - c_\alpha) \frac{dr_\Phi(t)}{dt}, \quad r = r_\Phi(t), \quad t > 0,$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $c_0$  – начальная концентрация диффузанта в области  $0 < r < R$ ;  $c_\alpha < c_0$  и  $c_\gamma > c_0$  – равновесные концентрации диффузанта в  $\alpha$  - и  $\gamma$ -фазах.

Разработан и реализован на ПЭВМ алгоритм численно-аналитического решения данной задачи. Результаты компьютерных расчетов представлены на рис. 2–4.

С увеличением времени диффузии относительная концентрация  $u(x,t)$  стремится к постоянному значению  $u_\alpha$ , а радиус цилиндрического включения – к своему максимальному значению  $s$ :

$$s = \sqrt{\frac{c_0 - c_\alpha}{c_\gamma - c_\alpha}}$$

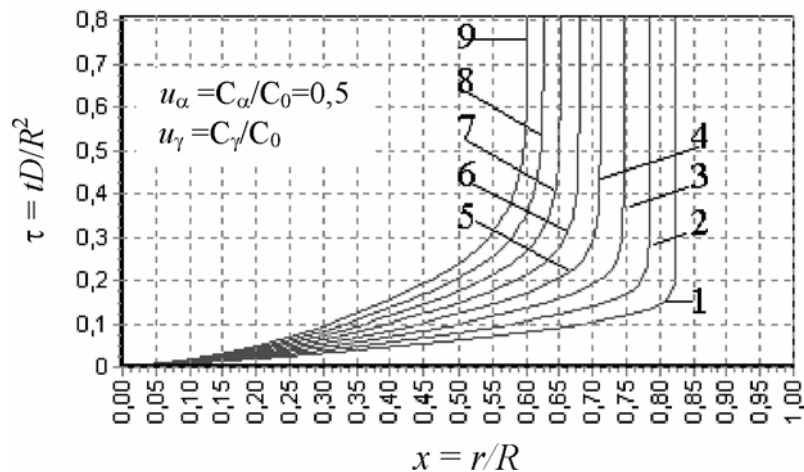


Рис. 2. Динамика роста цилиндрического включения  $\gamma$ -фазы в  $\alpha$ -твердом растворе, при постоянном значении  $u_\alpha = 0,5$  и различных значениях  $u_\gamma$ : 1 –  $u_\gamma = 1,1$ ; 2 –  $u_\gamma = 1,2$ ; 3 –  $u_\gamma = 1,3$ ; 4 –  $u_\gamma = 1,4$ ; 5 –  $u_\gamma = 1,5$ ; 6 –  $u_\gamma = 1,6$ ; 7 –  $u_\gamma = 1,7$ ; 8 –  $u_\gamma = 1,8$ ; 9 –  $u_\gamma = 1,9$ .

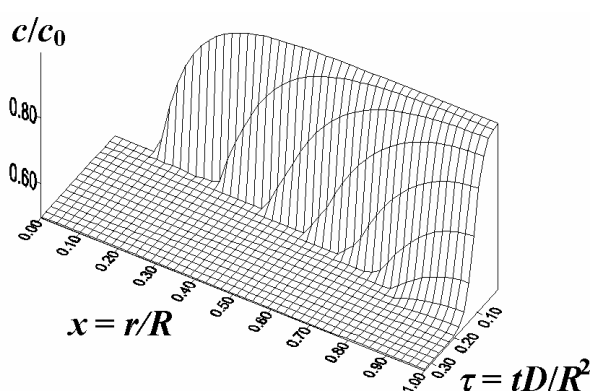


Рис. 3. Поверхность, иллюстрирующая распределение концентрации диффузанта и изменение радиуса цилиндрического включения в зависимости от времени ( $u_\alpha = 0,9$ ;  $u_\gamma = 2$ ).

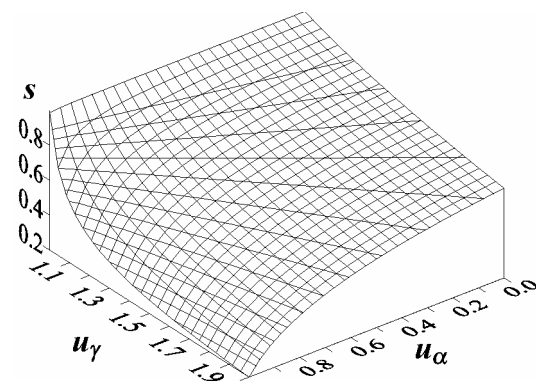


Рис. 4. Поверхность, иллюстрирующая изменение максимального радиуса цилиндрического включения  $s$  в зависимости от значений  $u_\gamma$  и  $u_\alpha$ .

Данные компьютерного моделирования процессов диффузионного формирования цилиндрических включений новой фазы в среде пересыщенного твердого раствора в рамках предложенной модели позволяют прогнозировать размер включений в произвольный момент времени, скорость их роста, время достижения максимального размера, а также концентрационные распределения избыточного компонента в ограниченной диффузионной области, окружающей частицу новой фазы.

1. Сидоренко С.І., Макогон Ю.М., Волошко С.М. Матеріалознавство тонкоплівкових наноструктур. Дифузія і реакції. – Київ: Наукова думка, 2000. –572 с.



# Властивості феромагнітної наночастинки у циркулярно поляризованому магнітному полі

ст. викл. Лютий Т.В., проф. Денисов С.І.

Сумський державний університет, 40007 м. Суми. вул. Римського-Корсакова, 4,  
[LyutyTV@mail.ru](mailto:LyutyTV@mail.ru), тел./факс 0542 33-40-58

Стійкий інтерес до феромагнітних наночастинок та їх ансамблів протягом останніх років невпинно зростає. Це зумовлено як досягненнями технологій щодо виробництва таких об'єктів [1], так і широкими перспективами їх застосування у виробництві пристроїв запису та збереження інформації [2]. Основною особливістю феромагнетику з розмірами порядку десятків нанометрів є відсутність доменної будови. Даний факт дозволяє характеризувати кожен феромагнітну наночастинку сталим за модулем магнітним моментом  $\mathbf{m}$ . При цьому наявна магнітокристалічна анізотропія забезпечує існування рівноважних напрямків вектора магнітного моменту, вздовж одного з яких він має знаходитись за відсутності впливу зовнішніх факторів. Саме сталий напрямок  $\mathbf{m}$  і є тією ознакою, з якою можна асоціювати біт інформації. В зв'язку з цим актуальності набувають два питання. 1) Яким чином можна переводити магнітний момент з одного рівноважного положення до іншого? 2) Як запобігти несанкціонованих переходів між цими положеннями? Друге питання має пряме відношення до проблеми стійкості записаної інформації, а його аналіз базується на запропонованому в роботі [3] стохастичному підході. Перше ж в кінцевому підсумку пов'язане з процесом перезапису, який для забезпечення високої швидкості обміну інформацією має займати якомога менше часу.

Подана робота стосується саме першого питання. Природно, що змінити напрямок магнітного моменту можна прикладеним вздовж вісі легкого намагнічування постійним зовнішнім полем  $H$ , що більше за модулем від ефективного поля анізотропії  $H_a$ . Проте величина  $H_a$ , як правило досить велика, що накладає певні обмеження на застосування означеного способу. Проведене дослідження вказує на існування іншого механізму перемагнічування наночастинки. Даний висновок базується на аналізі впливу циркулярно-поляризованого магнітного поля

$$\mathbf{h}(t) = h \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \rho h \sin(\omega t) \mathbf{e}_y. \quad (1)$$

на стабільність прецесії магнітного моменту [4]. Тут  $h$  – амплітуда поля,  $\rho = \pm 1$  в залежності від напрямку обертання,  $\omega$  – циклическа частота,  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$  – орти декартової системи координат, вісь  $oz$  якої співпадає з легкою віссю частинки. Внаслідок природної прецесії, яка завжди відбувається проти годинникової стрілки (якщо дивитися в кінець вектора  $\mathbf{m}$ ), зовнішнє поле виду (1) знімає виродження між рівноважними напрямками магнітного моменту, зумовленими одновісною анізотропією. Дане положення не є очевидним, оскільки поле  $\mathbf{h}(t)$  не має постійної складової та відмінної від нуля проекції на вісь анізотропії.

Динаміка магнітного моменту за відсутності теплових флуктуацій описується детерміністичним рівнянням Ландау-Ліфшиця

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\lambda \gamma}{m} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (2)$$

де  $\gamma (>0)$  – гіромагнітне відношення,  $\lambda (>0)$  – безрозмірний параметр загасання,  $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{h}(t) + \mathbf{e}_z H_a u_z$  – ефективне магнітне поле, що діє на магнітний момент,  $u_z = (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_z)/m$  – проекція безрозмірного магнітного моменту на вісь  $oz$ . Виходячи з рівняння

(2) за допомогою переходу в систему координат, що обертається разом з полем  $\mathbf{h}(t)$ , було одержано алгебраїчне рівняння, яке визначає значення проекції магнітного моменту  $u_z$  в залежності від безрозмірної амплітуди зовнішнього поля  $\tilde{h} = h/H_a$

$$\tilde{h} = \frac{\sqrt{1-u_z^2}}{u_z} \sqrt{(u_z - \rho\kappa)^2 + (\lambda\kappa u_z)^2}. \quad (3)$$

тут  $\kappa = \tilde{\omega}/(1 + \lambda^2)$ ;  $\tilde{\omega} = \omega/\gamma H_a$ . Внаслідок неоднозначності даної залежності виникає питання про те, які з розв'язків (3) відповідають реальній фізичній ситуації. Відповідь на нього дається шляхом визначення критеріїв стійкості прецесії магнітного моменту.

Пошук даного критерію базується на розв'язку лінеаризованого рівняння Ландау-Ліфшиця для малого відхилення магнітного моменту від рівноважного положення. Шляхом введення ще одної системи координат, що обертається, останнє вдалося звести до системи 2-х лінійних диференціальних рівнянь. Стабільність їх розв'язку в подібних випадках пов'язується з аналізом коренів характеристичного рівняння, одержаного з визначника матриці коефіцієнтів системи. Оскільки одним з параметрів у характеристичному рівнянні буде величина  $u_z$ , такий аналіз дає зокрема і області значень  $u_z$ , в яких прецесія вектору магнітного моменту є асимптотично стійкою.

Існування заборонених значень для проекції магнітного моменту зумовлює наявність його **переходів** з одного стану в інший, що фактично означає перемагнічування наночастинки під дією циркулярно поляризованого поля. Цей висновок є нетривіальним, оскільки таке поле не має постійної компоненти та із загальних міркувань не повинно впливати на намагніченість частинки вздовж її легкої вісі. При цьому амплітуда  $h$  поля, що здійснює переходи магнітного моменту між рівноважними станами, може бути набагато меншою від поля анізотропії  $H_a$  за умови великої частоти  $\omega$ . Важливим результатом є також те, що вплив поля  $\mathbf{h}(t)$  залежить від співвідношення його типу поляризації, що задається параметром  $\rho$ , та початкового напрямку  $\mathbf{m}$ . Якщо виконується умова  $\rho u_z < 0$ , то описаний перехід не матиме місця, що вказує на можливість селективного впливу на намагніченість наночастинок ансамблю.

В якості можливих практичних застосувань розглянутого ефекту слід виділити створення альтернативних способів запису інформації в накопичувачах з перпендикулярним записом, перспективність яких на ринку підтверджується анонсуванням компанією "Hitachi" на початку 2007 року першого комерційного вінчестера ємністю 1 Тб, виконаного за технологією перпендикулярного запису [5]. Також результати дослідження можуть знайти впровадження в розробку експериментальних методів дослідження ансамблів феромагнітних наночастинок, що здатні ефективно визначати топологію магнітних полів; а також нових магнітних сенсорів.

Робота виконана в рамках проекту "NANOSPIN", контракт № NMP4-CT-2004-013545.

1. Martin J.I. et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol.256. – P.449-501.
2. Moser A. // J. Phys. D: Appl. Phys. –2002. –Vol.35. –R157.
3. Brown W.F., Jr. // Phys. Rev. – 1963. –Vol.130, №5. – P.1677.
4. Denisov S.I., Lyutyu T.V., Hänggi P., Trohidou K.N. // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – P. 104406.
5. Melissa J. Perenson // PC World, <http://www.pcworld.com/article/id,128400/article.html>.

# Магнітний гістерезис в комплексних спінових системах

ст. викл. Лютий Т.В., студ. Поляков О.Ю., студ. Рот-Серов О.В.  
Сумський державний університет, 40007 м. Суми. вул. Римського-Корсакова, 4,  
[LyutyTV@mail.ru](mailto:LyutyTV@mail.ru), тел./факс 0542 33-40-58

Бурний розвиток нанотехнологій зумовлює підвищений інтерес до всебічного вивчення нанооб'єктів, або, так званих, мезоскопічних систем. Широкий спектр властивостей матеріальних об'єктів, розміри яких мають порядок 1-100 нм, які не характерні ні мікро- ні макроскопічному рівню існування, робить дані дослідження фундаментальними. Одним з найбільш цікавих прикладів набуття нових властивостей зі зменшенням розміру є перехід феромагнітних наночастинок до однодоменого стану [1]. З практичної точки зору очевидність інтересу до однодомених частинок диктується широкими перспективами застосування у електроніці композитних матеріалів, що являють собою ансамблі феромагнітних наночастинок, імплантованих в немагнітну непровідну матрицю. Кожна частинка характеризується магнітним моментом, з напрямком якого пов'язується один біт інформації. Відповідно, стабільність магнітного моменту відносно теплових флуктуацій є ключовим питанням надійності збереження інформації на магнітних носіях.

Стала тенденція до мініатюризації сучасних ІТ-пристроїв та їх компонентів є причиною поступового зменшення розмірів наночастинок, що фактично виступають безпосередніми носіями інформації. В цих умовах магнітна енергія наночастинок стає порівнюваною з тепловою енергією і стабільність напрямку магнітного моменту втрачається. Звичайно, підвищувати термостабільність шляхом пониження температури є недоцільним, оскільки електронні пристрої мають працювати за кімнатних температур. Концептуальне рішення проблеми було запропоновано декілька років тому [2], згідно якого феромагнітна частинка покривається оболонкою, магнітне упорядкування спінів якої є неферомагнітним. При цьому важливо, що одновісна магнітокристалічна анізотропія оболонки є більшою за відповідну анізотропію матеріалу частинки. Ефективне магнітне поле обмінної природи, яке виникає при цьому, здатне стабілізувати напрямок магнітного моменту наночастинок вздовж одного з двох, зумовлених одновісною анізотропією рівноважних напрямків.

Означене явище називають односпрямованою анізотропією та характеризують обмінним полем зміщення. Природно, таке ефективне поле буде визначатися особливостями внутрішньої будови наночастинок, а його теоретичне описання є надзвичайно складною задачею. За відсутності теорії, велику роль відіграє чисельний експеримент. Традиційно, для пошуку рівноважних властивостей ансамблів спінових магнітних моментів використовується мікромагнітне моделювання, що базується на методах Монте-Карло [3], зокрема на так званому алгоритмі Метрополіса. Оскільки часові затрати на моделювання залежать від кількості спінів, доцільно на початку вивчення явища односпрямованої анізотропії проводити чисельні дослідження двовимірних систем, що дозволить дати відповідь на ряд загальних питань щодо даного явища та задіяних алгоритмів і програмних засобів, які використовуються, за відносно короткий час.

В поданій роботі представлені результати чисельного моделювання явища гістерезису в двовимірній системі спінових магнітних моментів, що лежать в площині розподілу і обмежених круговою областю радіусом  $R + \Delta R$ . При цьому внутрішня ділянка радіусом  $R$  репрезентує феромагнітне ядро частинки, а концентричне з нею кільце  $\Delta R$  – антиферомагнітну оболонку. Характер взаємодії спінів через межу розділу ядра та оболонки може задаватися як феромагнітним так і антиферомагнітним. Гамільтоніан  $H$

такої системи повинен враховувати всі типи взаємодії її структурних елементів, а також наявну анізотропію окремо для ядра та оболонки:

$$\frac{H}{k_B} = -J_C \sum_{\langle i,j \in C \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - K_C \sum_{i \in C} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2 - J_S \sum_{\langle i,j \in C \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \\ - K_S \sum_{i \in S} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2 - J_{If} \sum_{\langle i \in C, j \in S \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \mathbf{h} \cdot \sum_i \mathbf{S}_i. \quad (1)$$

Тут  $k_B$  – стала Больцмана;  $J_C$  – константа обмінної взаємодії для феромагнітного ядра,  $J_S$  – константа обмінної взаємодії для антиферомагнітної оболонки,  $J_{If}$  – константа обмінної взаємодії для спінових моментів граничного шару,  $\mathbf{S}_i$  – вектор спінового магнітного моменту,  $K_C$  – константа анізотропії феромагнітного ядра,  $K_S$  – константа анізотропії антиферомагнітної оболонки,  $\mathbf{e}$  – орт, спрямований вздовж вісі анізотропії,  $\mathbf{h}$  – зовнішнє поле.

Для проведення всебічного чисельного дослідження динаміки спінів двовимірної системи було розроблено спеціальний алгоритм та втілено його в універсальний програмний продукт зі зручним інтерфейсом користувача. Даний засіб дозволяє моделювати магнітний гістерезис, слідкувати за залежністю характеристик петлі гістерезису від внутрішніх та зовнішніх параметрів системи та візуально спостерігати за динамікою спінів в процесі моделювання. З його допомогою було продемонстровано, що односпрямована анізотропія є результатом комплексу поверхневих ефектів на границі розділу ядро-оболонка, а ефективне поле обмінного зміщення визначається як

$$H_{EB} = (H_{cl} + H_{cr})/2, \quad (2)$$

де  $H_{cr}$   $H_{cl}$  – відповідно положення правого та лівого фронтів петлі гістерезису. порушення симетрії розташування петлі відбувається внаслідок того, що граничні спіни оболонки за рахунок великого поля анізотропії не зазнають орієнтуючої дії збоку зовнішнього змінного поля. При цьому в залежності від характеру взаємодії через границю розділу, граничні спіни ядра будуть зазнавати різної дії в залежності від того куди спрямована намагніченість частинки

$$M = \frac{1}{N_R} \left| \sum_{i \in R} \mathbf{S}_i / S \right|, \quad (3)$$

де  $N_R$  – кількість спінів ядра.

Показано, що  $H_{EB}$  суттєво залежить від геометричних параметрів наночастинки, зокрема від її розмірів. Суттєво, що роль відіграє не лише зменшення питомої ваги енергії взаємодії поверхневого шару з ростом розмірів частинки. Зміна радіусу на один період решітки може призвести до істотного переформатування інтерфейсного шару, на що вказує немонотонна залежність поля зміщення  $H_{EB}$  від радіуса наночастинки. Також встановлено, що величина коерцитивної сили

$$H_C = (H_{cr} - H_{cl})/2 \quad (4)$$

частинки є дуже чутливою до взаємодії спінів її феромагнітного ядра та оболонки. В зв'язку з цим наночастинка з покриттям перемагнічується за допомогою меншого зовнішнього поля.

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
2. Skumryev V. // Nature. – 2003. – V. 423. – P. 850.
3. Гулд Х., Тобочник Я. Компьютерное моделирование в физике: в 2-х частях. – М.: Мир, 1990.

# Нові особливості поверхневого плазмонного резонансу, виявлені модуляцією поляризації електромагнітного випромінювання

Руденко С.П., Матяш І.Є.

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
03028, м. Київ, проспект Науки 41, serdega@isp.kiev.ua

Явище поверхневого плазмонного резонансу (ППР) користується особливою прихильністю науковців при вивченні приповерхневих шарів напівпровідників, біохімічних середовищ тощо. ППР проявляється у тому випадку, коли на металеву плівку, що розділяє середовища з різними діелектричними сталими (зазвичай повітря та скляна призма), з боку призми спрямовується  $p$ -поляризований промінь (вектор електричного поля  $E$  хвилі лежить в площині падіння світла) монохроматичного випромінювання, певної довжини хвилі. На поверхні плівки відбувається відбиття світла згідно закону дзеркального відбивання. Але при певному куті падіння  $\theta_{min} > \theta_{кр}$ , коли проекція хвильового вектора світлової хвилі на поверхню металевої плівки збігається з імпульсом плазону в плівці (умова ППР), інтенсивність відбитого світла є мінімальною.

Загальноприйняті способи реєстрації ППР використовують для вимірювання залежності коефіцієнту внутрішнього відбиття лінійно  $p$  - поляризованого світла від кута падіння на поверхню призми (геометрія Кречмана чи Отто). Як наслідок отримують криву, що відповідає умові резонансу і відзначається мінімумом інтенсивності відбитого випромінювання. Для такої кривої характерні три основні параметри: положення мінімуму  $\theta_{min}$ , півширина  $\Delta\theta_{1/2}$  та величина відбивання світла в мінімумі  $R_{min}$ . Однак такі способи реєстрації ППР мають суттєвий недолік, так як сучасні фізичні задачі вимагають вимірювання вказаних параметрів з досить великою точністю, що неможливо через мале значення сигналу при  $\theta_{min}$ , зокрема у чіткому резонансі, де сигнал сягає нульової позначки.

Застосування методу поляризаційної модуляції (ПМ) для реєстрації поверхневого плазмонного резонансу дозволяє усунути цей недолік. Для цього у традиційну оптичну схему необхідно додати один елемент, а саме між джерелом лінійно поляризованого світла та призмою розташувати модулятор поляризації.

Роль модулятора поляризації полягає у тому, що за його допомогою здійснюється почергове опромінення резонансно чутливої металевої плівки світлом  $s$ - і  $p$ - поляризацій з частотою  $\omega$  при незмінній інтенсивності світла. Селективний підсилювач із синхронно-фазовим детектором реєструє на частоті модуляції сигнал, пропорційний різниці інтенсивностей між  $p$ - і  $s$ - компонентами.

Методом ПМ було отримано кутові залежності ППР у зразках із плівок золота різних нанорозмірних товщин. Основна відмінність отриманих результатів полягає у тому, що при куті падіння  $\theta_{min}$  коефіцієнт внутрішнього відбиття лінійно  $p$ -поляризованого світла  $R_p^2$  приймає мінімальне значення, сигнал поляризаційної різниці коефіцієнтів відбиття  $\Delta\rho = \rho_S - \rho_P$  випромінювання  $\rho_S = R_S^2$  та  $\rho_P = R_P^2$   $s$ - та  $p$ - поляризацій стає максимальним (рис. 1).

Реєстрація максимального сигналу має досить велику перевагу порівняно із звичайним методом реєстрації ППР, а саме: з'являється можливість роботи з сигналами, які незначно перевищують рівень шумів апаратури, зростає точність у вимірі резонансного кута ППР, окрім цього такий спосіб є більш зручним у використанні.

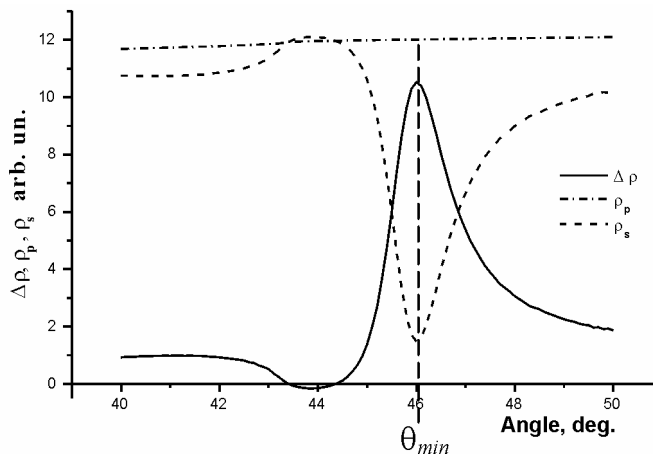


Рис.1: Залежність коефіцієнтів відбиття та їх поляризаційної різниці від кута падіння випромінювання, виміряна на товщині плівки золота  $d = 50\text{ нм}$ .

Виявлено, що гоніометричні характеристики поляризаційної різниці мають нерезонансні компоненти, які залежать від товщини плівки золота та співвідношення показників заломлення металу і діелектрика.

Отримані результати свідчать про те, що при зменшенні товщини золотої плівки спостерігається зміна кривої ППР до характеристики, що нагадує порушене повне внутрішнє відбиття світла від середовища з невизначеними діелектричними властивостями. Крім того виявлено, що збільшення товщини золотої плівки призводить до такої характеристики поляризаційної різниці  $\Delta\rho$ , яка властива відбиванню світла від об'ємного металу.

Відзначені особливості у вигляді експериментальних залежностей  $\Delta\rho$  від кута падіння при різних товщинах наведені на рис.2.

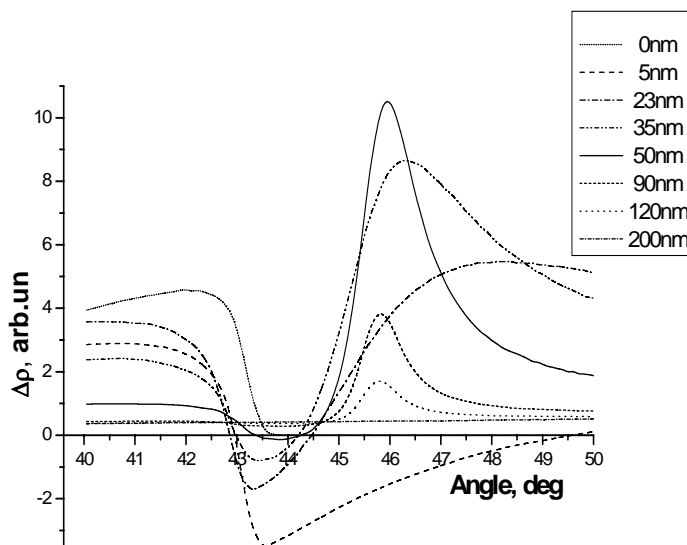


Рис.2: Залежність поляризаційної різниці коефіцієнтів відбиття  $\Delta\rho$  від кута падіння випромінювання  $\theta$ , виміряна при різних товщинах плівки золота:  $d = 0, 5, 23, 35, 50, 90, 120, 200\text{ нм}$ .

Отримано добре узгодження між експериментальними результатами і теоретичними розрахунками, що дає підстави для достовірного моделювання ефекту ППР комбінуванням його параметрів. Показано, що метод ПМ дає можливість отримати оптичні параметри металевих плівок з досить великою точністю.

Необхідно зазначити, що застосований новий спосіб реєстрації поверхневого плазмонного резонансу виявляє велике різноманіття гоніометричних особливостей завдяки тій специфіці методики ПМ, яка полягає у її диференційному характері. Саме завдяки цьому у різниці коефіцієнтів відбиття  $\Delta\rho$  поєднуються всі характерні особливості  $\rho_s$  та  $\rho_p$  залежностей і щезають їх спільні риси.

# Chemical composition and light emission properties of Si-rich-SiO<sub>x</sub> layers prepared by magnetron sputtering

Khomenkova L. , Korsunska N. , Sheinkman M. , Stara T.

*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics at National Academy of Sciences of Ukraine*

*45 Prospect Nauky, Kyiv 03028, Ukraine*

*phone: +380(44)525-72-34; fax: +380(44)525-83-42; e-mail: ssv1811@i.com.ua*

One of the important tasks of modern optoelectronics is to provide stable light emission from silicon-based structures. From this point of view Si particles embedded in SiO<sub>2</sub> matrix are of great interest. One of the widespread methods of their preparation is the thermal decomposition of nonstoichiometric oxide, SiO<sub>x</sub>, and, in particular, of oxide layers prepared by magnetron sputtering.

There are a number of papers devoted to the investigation of the processes responsible for Si nanoparticle formation: to the elucidation of the dependence of their concentration on excess silicon content and substrate temperature, to the investigation of the effect of annealing temperature on the sizes and structure of Si inclusions, as well as of the mechanisms of SiO<sub>x</sub> decomposition in Si and SiO<sub>2</sub> phases.

However, in most papers it was assumed that the process occurs homogeneously in the whole volume of the layer. Only some authors took into account the possibility of the appearance of non-homogeneous depth distribution of Si particles after high-temperature annealing. Especially, this issue was not addressed in the case of SiO<sub>x</sub> layers prepared by magnetron sputtering. At the same time the depth distribution is of great importance for the understanding of the process of thermal decomposition of SiO<sub>x</sub> layers as well as for an effective control and an accurate prediction of certain characteristics of Si-SiO<sub>2</sub> structures.

In the present paper the depth distribution of the composition and of the emission properties of Si-SiO<sub>2</sub> layers prepared by magnetron co-sputtering of Si and SiO<sub>2</sub> was investigated by Auger, SIMS and photoluminescence (PL) spectroscopies.

Nonstoichiometric SiO<sub>x</sub> films were prepared by radio-frequency magnetron sputtering in mixed argon-air atmosphere from two separate Si and SiO<sub>2</sub> targets onto a long (15 cm) silicon or quartz substrate. By this method a change of volume content of excess Si ( $C_{Si}$ ) over the range of 10-70% was obtained along the length of the layer.

SIMS studies show a homogeneous enough distribution of silicon and oxygen in non-annealed samples. Annealed samples demonstrate the presence of a Si depleted region near the layer-substrate interface for samples with  $C_{Si} \geq 40\%$ . When  $C_{Si}$  decreases, the depleted region at first diffuses and then disappears (at  $C_{Si} < 30\%$ ). Therefore, this Si-depleted region is observed only for  $C_{Si} = 40-68\%$  (Fig. 1).

Besides Si-depleted region, a small increase of Si content is observed in the depth of the layer on quartz substrate. The comparison of Si and oxygen depth distributions in this sample indicates that this increase is the result of incorporation of sputtered Si atoms.

The depth distribution of oxygen demonstrates, as a rule, the increase of oxygen content near the substrate regions independently of the type of substrate. In addition, in the case of Si substrates, a small narrow peak was found close to the substrate. This peak can be attributed to incorporation of sputtered oxygen atoms in the substrate, similar to the peak of Si content observed in samples prepared on quartz substrates.

Based on these results it is supposed that appearance of Si-depleted region could be explained by the competition of two processes: the formation of Si inclusions in SiO<sub>2</sub> matrix and the diffusion of Si atoms in the direction of the surface. The latter could result in the decrease of Si particles sizes in the near layer-substrate interface region. This conclusion is suggested by PL studies under layer-by-layer etching.

The changes of the PL intensity and its peak position for the sample prepared on Si substrate are shown in Fig. 2. As one can see, PL intensity under the etching is at first constant and then decreases. Simultaneously, a gradual blue shift of the PL peak position from 1.35 eV to 1.54 eV occurs. Since PL peak position shifts also to the low-energy side with increasing of temperature in accordance with the Si band gap shrinkage it could conclude that this PL emission is due to carrier recombination inside Si crystallites.

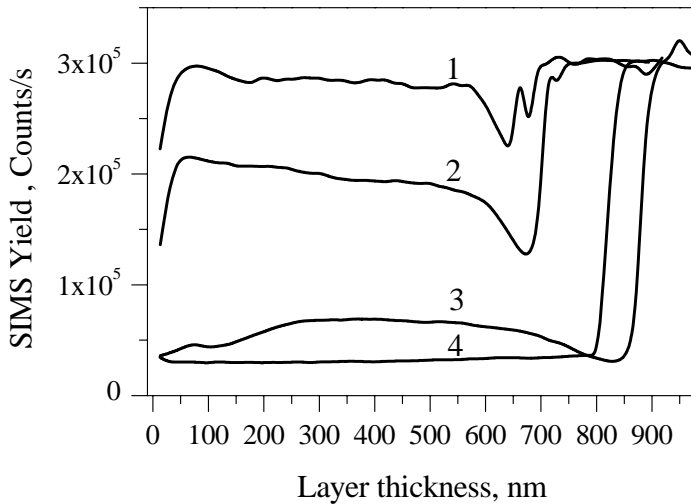


Fig. 1. SIMS profiles of Si content in layers sputtered on silicon substrates at identical conditions. Curves 1-4 correspond to  $C_{Si}$  values: 1 - 68%, 2 - 55%, 3 - 41%, 4 - 28%.

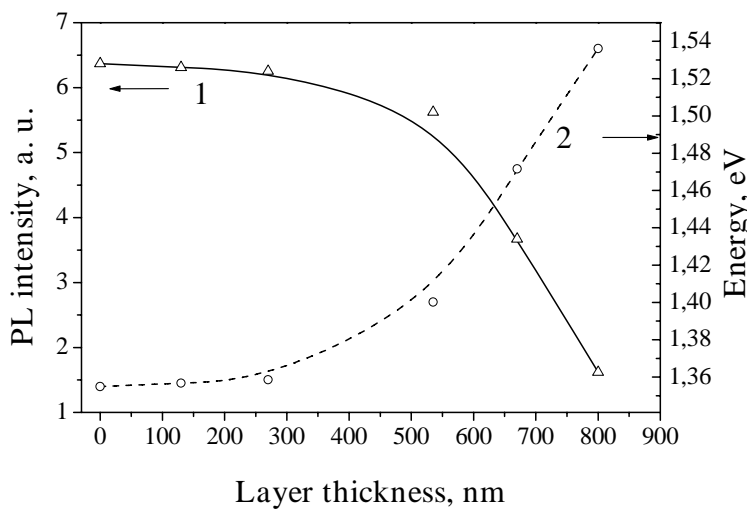


Fig.2. The dependencies of the PL intensity (curve 1) and its peak position (curve 2) on the thickness of the scored layer, for a sample with  $C_{Si}=53\%$ .

Thus, the process of the thermal transformation of Si-rich-SiO<sub>x</sub> layers prepared by magnetron sputtering was studied. It is shown that high temperature annealing results not only in the formation of Si crystallites in SiO<sub>2</sub> matrix but also in the appearance of Si-depleted region near the layer-substrate interface. With the decrease of excess Si content, this depleted region at first smears and then disappears. This is explained by the competition of two processes: one, the formation of Si inclusions in SiO<sub>2</sub> matrix and two, the diffusion of Si atoms in the direction of the surface. It is found that the decrease of silicon content in the depth of annealed layers is followed by the decrease of particle sizes which in turn is accompanied by a shift of the photoluminescence maximum to higher energies.



# Оптическое поглощение в углеродных нанотрубках и графите

Сергей Тищенко

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

*ул. Дворянская 2, г.Одесса, 65082,*

*e-mail: tsv@onu.edu.ua*

Проведено сравнение коэффициентов поглощения света для полупроводниковых одностеночных углеродных нанотрубок и графитовой плоскости, обусловленных прямыми межзонными переходами в подсистеме  $\pi$ -электронов. Расчёт коэффициентов поглощения в обоих случаях проводился на основе метода потенциалов нулевого радиуса (ПНР). Для излучения, направленного перпендикулярно оси трубки, в силу существенного различия правил отбора для света, поляризованного вдоль и поперёк нанотрубки должен наблюдаться линейный дихроизм, проявляющийся, в частности, в сдвиге края поглощения в область больших частот при поперечной поляризации. При поперечной поляризации графитовая плоскость не поглощает свет.

При параллельной поляризации максимумы на кривой поглощения для трубок оказываются более широкими и интенсивными, чем при поперечной поляризации. Эти выводы качественно согласуются с экспериментальными результатами, полученными в [1]. При этом сглаженные кривые поглощения для трубок качественно совпадают с кривыми поглощения для графитовой плоскости, но со сдвигом характерного максимума с 4.6 эВ [2-4] до 5.3 эВ. Это различие может быть вызвано как ограниченностью использованной модели, так и необходимостью учёта  $\sigma$ - $\pi$  гибридизации в области высоких частот.

1. Murakami Y., Einarsson E., Edamura T., Maruyama S. // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 94. – P. 087402.
2. Taft E., Philipp H.R. // *Phys. Rev.* – 1965. – V.138. – P. A197.
3. Greenaway D.L., Harbeke G., Bassani F., Tosatti E.// *Phys. Rev.* – 1969. – V. 178. – P. 1340.
4. *Handbook of Optical Constants of Solids*, edited by E. D. Palik. – New York: Academic, 1985.

# Експериментальне та теоретичне дослідження початкових стадій росту плівок Sn(Pb)Te/BaF<sub>2</sub>

Шеремета Т.І.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ, м. Київ*

Розуміння та контроль механізмів зародкоутворення при осадженні тонких плівок на поверхню твердого тіла надзвичайно важливі для розвитку технології напівпровідникових низькорозмірних систем. Дослідження процесів формування тримірних наноострівців (НО) проводилось для структур, вирощених модифікованим методом гарячої стінки [1], так як тут легко досягнути термодинамічної рівноваги та росту без змочуючого шару («пар»-«тверде тіло»). Об'єктами дослідження були обрані наноострівцеві плівки телуридів свинцю і олова, осаджені на свіжі сколи (111) монокристалу BaF<sub>2</sub>.

Як було показано нами раніше [2,3], для цих матеріалів можна підібрати такі температурні режими осадження, коли ріст плівки відбувається за механізмом Фольмера-Вебера, при чому навіть незначна їх зміна приводить до формування масивів НО з різними параметрами. Тому метою роботи був теоретичний та експериментальний аналіз механізмів зародкоутворення та початкової фази росту плівок телурів на монокристалі BaF<sub>2</sub> для можливості прогнозування їх морфології, зокрема розміри та густину масивів НО.

Для теоретичного аналізу закономірностей утворення зародків ми використовували модель, описану, наприклад, в [4]. Слід відмітити наступні припущення цієї моделі, які виправдані при одержанні плівок методом гарячої стінки:

- 1) на поверхні підкладки можливі лише три процеси: адсорбція, десорбція (ревипарування) та поверхнева дифузія;
- 2) адсорбовані атоми приходять до теплової рівноваги з поверхнею підкладки миттєво після співудару з нею.

Розрахунок радіусу конденсованого острівця проводився, виходячи з наступних міркувань [4].

Зміна повної вільної енергії острівця рівна

$$\Delta F = a_3 r^3 \Delta F_v + a_1 r^2 \mu_{v-c} + a_2 r^2 \mu_{s-c} - a_2 r^2 \mu_{s-v}, \quad (1)$$

де  $a_1 r^2$  – площа поверхні острівця з радіусом  $r$ , яка контактує з газовою фазою;  $a_2 r^2$  – площа межі розділу острівця-підкладка;  $a_3 r^3$  – об'єм острівця;  $\mu_{v-c} (> 0)$  і  $\mu_{s-c} (\neq 0)$  – вільні енергії поверхні розділу конденсат-пар і конденсат-підкладка відповідно;  $\mu_{s-v}$  – поверхнева енергія підкладки;  $\Delta F_v = \frac{kT}{V} \ln \left| \frac{\nu_1}{\nu_2} \right|$  – зміна вільної енергії конденсації;  $\nu_1$  – кількість падаючих атомів;  $\nu_2$  – кількість атомів, що ревипарувались;  $a_1, a_2, a_3$  – деякі сталі для конкретного експерименту коефіцієнти.

Поки  $\frac{\partial(\Delta F)}{\partial r} < 0$  осадження відбуватись не буде, аж до моменту максимуму вільної енергії  $\frac{\partial(\Delta F)}{\partial r} = 0$ . Звідси величина  $r_K$ , т.з. радіус критичного зародку:

$$r_K = -\frac{2(a_1 \mu_{v-c} + a_2 \mu_{s-c} - a_2 \mu_{s-v})}{3a_3 \Delta F_v}, \quad (2)$$

а їх кількість без врахування поверхневої дифузії адатомів:  $N_K = N_{ad} e^{\frac{\Delta F}{kT}}$ . (3)

При сталій швидкості осадження з (2) і (3) маємо залежність розміру критичного зародку та їх густини від температури підкладки, відповідно:

$$\left(\frac{\partial r_K}{\partial T}\right)_{v_1} > 0 \quad \text{і} \quad \left(\frac{\partial N_K}{\partial T}\right)_{v_1} < 0, \quad (4)$$

тобто збільшення температури підкладки повинно вести до збільшення радіусу критичних зародків і до зменшення їх кількості.

Аналіз залежностей  $r_K(T_{II})$  та  $N_K(T_{II})$  з даних атомно-силової мікроскопії (АСМ) показав деяке відхилення від приведених викладок. На рис. 1 приведено одне із АСМ зображень поверхні, а саме – НО SnTe, отриманих при однакових температурах джерела  $T_{дж} = 759$  К, стінки  $T_c = 676$  К і часі росту  $t = 30$  сек. та різних температурах підкладки  $T_{II}$ . Видно, що на цьому етапі росту (тут відбувається як зародкоутворення, так і поступовий ріст закритичних зародків) їх розмір практично не відрізняється, але густина при збільшенні температури підкладки різко збільшується, що, на перший погляд, суперечить (4).

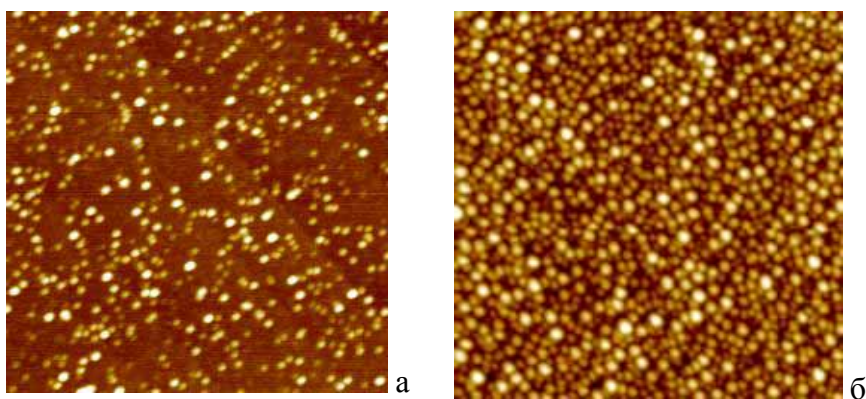


Рис. 1. АСМ зображеннях НО SnTe, одержаних при різних температурах підкладки:  
а)  $T_{II} = 623$  К; б)  $T_{II} = 663$  К.

Площа скану –  $1 \times 1$  мкм, перепад висот – 20 нм.

Причина такої «суперечності», на нашу думку, в рості активності поверхневої дифузії адатомів із збільшенням  $T_{II}$  (швидкість приєднання адатомів до зародків

$i = C v_1 \exp\left[\frac{-(Q_{ad} + Q_D)}{kT}\right]$ , де  $C$  – геометричний фактор,  $Q_{ad}$ ,  $Q_D$  - енергії зв'язку адатома з

поверхнею та активації поверхневої дифузії, відповідно): атомів, які подолали активаційний бар'єр, стає більше і рухаючись по поверхні вони приєднуються до атомів «свого» матеріалу та докритичних зародків до моменту їх десорбції. В результаті цього закритичні зародки, які можуть залишатись прикріпленими до поверхні як завгодно довго, утворюються частіше за ту ж одиницю часу.

Таким чином показано можливість прогнозувати процеси зародкоутворення при осадженні телуридів свинця та олова на монокристали ВаF<sub>2</sub> методом гарячої стінки. Виявлено залежності розміру та кількості зародків від умов росту, зокрема від температури підкладки, що дає можливість передбачати хід процесу росту наноострівців на монокристалах ВаF<sub>2</sub> і отримувати їх масиви з потрібними розмірами і густиною.

1. Водопьянов В.Н., Бахтинов А.П., Слынько Е.И. и др. // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т.31. вып.16. – С.88-94.
2. Sheremeta T.I., Prokopenko I.V., Lytvyn P.M. et al.// Functional materials. – 2007. – Vol.14, № 1. – Р. 1-6.
3. Литвин О.С., Прокопенко І.В, Литвин П.М. та ін. // Матеріали конференції «Структурна релаксація в твердих тілах». – Вінниця, Україна, 2006. – С. 84-86.
4. Нейтгебауэр К.А.. Явления структурного упорядочения в тонких пленках / Технология тонких пленок. – М.: Мир, 1967. – С. 14.

## **Секція 3**

### **Оптоелектроніка та сонячна енергетика**

# Суперективні кремнієві перетворювачі світла вниз

Богатиренко В.В.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ  
e-mail: bolgov@isp.kiev.ua*

Випромінювачі середнього інфрачервоного (ІЧ) діапазону ( $\lambda \approx 3-12$  мкм) актуальні для динамічної імітації ІЧ сцен, екологічного моніторингу, бездротового зв'язку, ІЧ ілюмінації та ін. На сьогодні технологія теплових випромінювачів підійшла до межі своїх можливостей, фотонні ж випромінювачі привертають все більшу увагу завдяки прогресу в розробці потужних неохолоджуваних лазерних діодів і світлодіодів, доступних зараз для різних довжин хвиль. Головним їх недоліком є низька ефективність перетворення по потужності (відношення потужності випромінювання до потужності живлення) – в кращому випадку декілька відсотків. Отже, їх робота супроводжується значним тепловиділенням в малих об'ємах, що спричиняє їх швидку деградацію.

В доповіді розглядаються результати дослідження процесу лінійного некогерентного перетворення світла вниз (зі зменшенням частоти, тобто збільшенням довжини хвилі), що полягає [1-4] в підвищенні випромінювальної здатності і потужності теплового випромінювання напівпровідника в спектральному діапазоні внутрішньозонних електронних переходів (область поглинання вільними носіями) при збудженні світлом в діапазоні міжзонних переходів (область фундаментального поглинання) при сталій температурі напівпровідника. Дослідження виконувались з метою експериментальної перевірки можливості досягнення ефективності перетворення по потужності (відношення потужності випромінювання до потужності збуджуючого світла) більше 100%, раніше передбаченої теоретично [1].

Гіпотеза про те, що ефективність перетворення по потужності може перевищувати 100%, підтверджується експериментальними і розрахунковими даними для монокристалічного кремнію. Для досягнення мети ми використали досить чистий n-Si ( $\rho = 170$  Ом см) з часом життя вільних носіїв більше 2 нс (ефективність пропорційна часу життя носіїв, див. [1-4]). На рис. 1 наведено температурні залежності зовнішньої ефективності перетворення по потужності, а на вставці показано спектр надлишкового ІЧ випромінювання, що генерується при збудженні зразка (пластини товщиною 0.5 см) світлом з  $\lambda = 1.15$  мкм. Як видно з рисунку, процес перетворення є температурно активованим до  $T \approx 500$  К, що є наслідком посилення з температурою електрон-фотонної та електрон-фононої взаємодій, що відповідають за непрямі випромінювальні переходи електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні.

Головною причиною зменшення ефективності при  $T > 500$  К є зменшення прозорості матеріалу в спектральному діапазоні внутрішньозонних переходів внаслідок міжзонної термічної генерації і зростання рівноважної концентрації носіїв. Максимальне вимірне значення зовнішньої ефективності перетворення по потужності склало приблизно 220% при  $T \approx 500$  К (крива 3).

Таким чином, ми експериментально підтвердили можливість підсилення світла в непрямоzonних напівпровідниках і запропонували суперективний температурно активований фотонний випромінювач середнього ІЧ діапазону на основі найбільш технологічного матеріалу сучасної електроніки – кремнію.

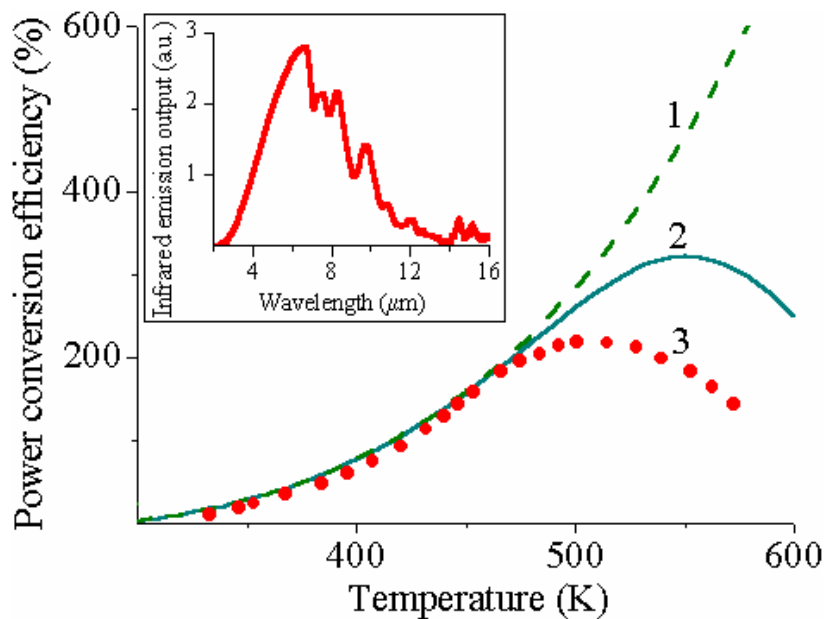


Рисунок. Залежність ефективності перетворення світла по потужності від температури пластини кремнію: 1,2 – розрахунок (1 – без врахування поглинання рівноважними носіями, 2 – з врахуванням), 3 – експеримент. На вставці – спектр надлишкового ІЧ випромінювання пластини при  $T=500$  К.

1. Малуєнко В.К., Рыбак А.М., Шураев С.И. Тепловой принцип фотонного усиления// УФЖ. – 1989. – V. 34, №12. – P. 1797.
2. Malyutenko V., Kircher J., Murrer R., Snyder D., Malyutenko O., Bogatyrenko V. – US Patent N 10845609 filed on 2004-05-07.
3. Malyutenko V., Malyutenko O., Bogatyrenko V., Chyrchuk S., Kircher J., Murrer R., Snyder D. // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5408. – P. 118.
4. Malyutenko V.K., Michailovskaya K.V., Malyutenko O.Yu., Bogatyrenko V.V., Snyder D.R. // IEE Proc. Optoelectronics. – 2003. – V. 150. – P. 391.

# Методи збільшення пропускної здатності систем передачі на основі полімерних оптичних волокон

Бартків Л.В.

Національний університет “Львівська політехніка”, вул. С. Бандери 12, Львів, Україна  
Тел.: +38 032 258-25-81, e-mail: lbartkiv@polynet.lviv.ua

Полімерні оптичні волокна (ПОВ) мають багато переваг над кварцевими волокнами та мідними кабелями при використанні в системах передачі даних на короткі дистанції до декількох сотень метрів [1]. В якості прикладів їх ефективного застосування можуть бути домашні та комерційні мережі, а також мережі в мобільних системах (автомобілях, літаках, потягах, суднах), які підтримують мультимедійні послуги [2]. Оптичні мережі FTTH (Fiber To The Home – “волокно в дім”) є такими, що здатні на сьогоднішній день повністю забезпечити всі потреби зв'язку замовника. Однак, широке розгортання таких мереж обмежується їх високою вартістю на рівні кінцевого користувача, що пов'язано з використанням кварцевих одномодових волокон. Ефективним рішенням у такому випадку може бути використання дешевих технологій на основі ПОВ [3].

Незважаючи на всі переваги ПОВ, вони мають також і недоліки. Єдиним фактором, який може обмежити використання полімерних волокон у вищезгаданих системах є їх мала пропускна здатність, що є наслідком їх великого діаметру. Для збільшення пропускної здатності систем з ПОВ найбільш ефективним є використання оптичних методів ущільнення каналів передачі. До таких методів, які придатні для використання з ПОВ, можна віднести просторове та спектральне мультиплексування.

Метод просторового мультиплексування є добре придатним для ПОВ, оскільки в ньому поширюється велика кількість мод. Використовуючи різні групи мод, можна одночасно передавати по одному волокну декілька незалежних інформаційних потоків, збільшуючи тим самим сумарну пропускну здатність волокна [4]. Єдиною вимогою в даному випадку є забезпечення прямолінійності волокна для уникнення процесів змішування і зв'язування мод різних порядків всередині волокна.

Метод спектрального мультиплексування дозволяє збільшити сумарну пропускну здатність волокна шляхом передачі багатьох незалежних інформаційних потоків по одному єдиному волокну, використовуючи оптичні несучі різних довжин хвиль. Для просторового об'єднання і розділення оптичних несучих використовуються спеціальні пристрої – мультиплексори і демультиплексори, відповідно. Для систем з ПОВ були розроблені різні типи таких пристроїв з використанням інтерференційних фільтрів та дифракційних ґраток [2, 5]. В системах передачі даних з малим числом каналів більш ефективним є використання пристроїв на інтерференційних фільтрах, в той час як у системах з більшим числом каналів – пристроїв на дифракційних ґратках.

1. Weinert A. Plastic optical fibres: principles, components, installation. – Erlangen, Muenchen: Publicis-MCD-Verlag, 1999.
2. POF – polymer optical fibers for data communications / W. Daum, J. Krauser, P.E. Zamzow, O. Ziemann. – Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2002.
3. Ночивелли А. Полимерные волокна – универсальный оптический доступ // Lightwave Russian Edition. – 2006. – № 3. – P.4-6.
4. Koonen T., van den Boom H., Khoe G.-D. Broadband access and in-house networks – extending the capabilities of multimode fibre networks // ECOC-IOOC 2003 Proceedings. – 2003. – Vol. 5. – P.24-27.
5. Bartkiv L., Poisel H., Bobitski Ya. Wavelength demultiplexer with concave grating for GI-POF systems // Proc. of the 13th International POF Conference. – 2004. – P.528-533.

# InAsSbP/InAsSb світлодіоди для динамічної імітації сцен в середній інфрачервоній (3-5 мкм) області

Зіновчук А.В.

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАНУ, Київ

e-mail: [bolgov@isp.kiev.ua](mailto:bolgov@isp.kiev.ua)

Випромінювачі середнього інфрачервоного (ІЧ) діапазону (3-5 мкм) поділяються на дві групи: теплові і фотонні (лазери і світлодіоди). В той час як розвиток теплових випромінювачів вже досяг свого граничного рівня, фотонні прилади привертають зараз все більшу увагу завдяки появі потужних неохолоджуваних лазерів і світлодіодів. За рахунок вдосконалення технології виробництва, потужність випромінювання ІЧ світлодіодів в імпульсному режимі на даний момент перевищує 1 мВт при кімнатній температурі [1]. Таким чином ІЧ світлодіоди стали підходящими випромінювачами для систем оптичних комунікацій, спектроскопії і газового аналізу. На думку авторів цієї роботи найбільш перспективним, але найменш згадуваним їх використанням є динамічна імітація ІЧ сцен [2].

В даній роботі ми провели детальні дослідження стандартних ІЧ світлодіодів на предмет можливості виготовлення на їх основі фотонних динамічних імітаторів, які по своїм параметрам не поступаються тепловим випромінювачам (виготовленим по MEMS технології) в тестуванні ІЧ теплових камер і сенсорів.

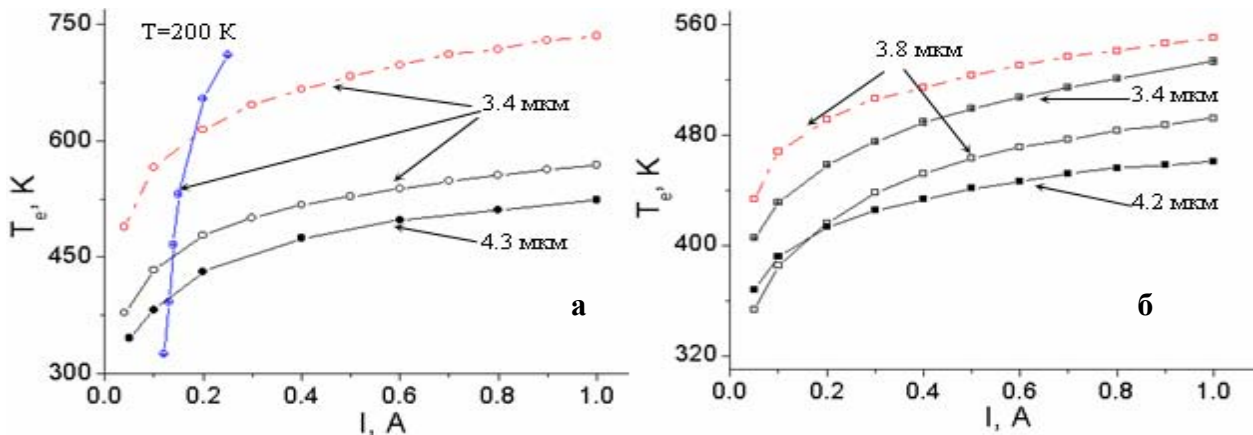


Рис.1. Залежність ефективної температури від струму в планарних світлодіодах (б) і мезаструктурах (а) на різні довжини хвиль при  $T=300$  К і  $T=200$  К: суцільні криві – вимірювання в діапазоні 3-5 мкм; штриховані криві – вимірювання в вузьких спектральних діапазонах з допомогою каліброваних фільтрів з смугами пропускання  $\Delta\lambda/\lambda = 8.0$  і  $10.5$  % для  $\lambda=3.4$  і  $3.8$  мкм світлодіодів відповідно.

Були досліджені InAsSbP/InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> світлодіоди, виготовлені методом рідкофазної епітаксії. Максимальна довжина хвилі електролюмінесценції світлодіодів змінювалась в залежності від вмісту Sb в активній (InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>) області приладу. Однорідність розподілів потужності випромінювання, ефективної температури, температури струмового розігріву по активній області світлодіодів, а також тепловий опір досліджувалися в мікромасштабі з допомогою каліброваних тепловізійних камер, працюючих в діапазонах 3-5 мкм (картина випромінювання) і 8-12 мкм (теплова картина). Показано, що світлодіоди здатні симулювати не тільки дуже гарячі ( $T_e \sim 740$  К) об'єкти (рис.1), але також холодні і слабо помітні по відношенню до оточуючого



фону об'єкти (чого не можуть робити теплові випромінювачі і лазери). Будучи не монохроматичними як лазери і не широкосмуговими як теплові випромінювачі, світлодіоди можуть стати основою багатоспектральних (декілька вузьких підзон всередині середньої ІЧ області) приладів імітації.

1. Sherstnev V.V., Monakhov A.M., Krier A., Hill G. // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V. 77. – P. 3908.
2. Malyutenko V.K., Malyutenko O.Yu., Zinovchuk A.V.// Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 89. – P. 201114.

## Можливості та обмеження оптичних методів вимірювання мікро- і наночастинок

Клімкевич Р.О., Бобицький Я.В.

Національний університет "Львівська політехніка",  
м. Львів вул. С.Бандери 12

Останнім часом в біомедицині, фармацевтиці, електроніці, оптоелектроніці, хімічній і керамічній промисловостях розвиваються наночастинок зі щораз меншими розмірами і з різноманітним складом матеріалів. Дуже важливими характеристиками для кінцевого споживача є розмір частинки і розподіл розмірів частинок цих матеріалів, оскільки вони впливають на ключові колоїдні властивості, такі як реологія (текучість матеріалів), площа поверхні і густина матеріалу.

Через глобальні вимоги до контролю і забезпечення якості, як в промислових процесах, так і при наукових дослідженнях і розробках, а також враховуючи те, що все більше галузей промисловості вводять стандарти серії ISO 9000, характеристика наноматеріалів стає все більш важливою. Унікальність великої кількості частинок на одиницю об'єму чи одиницю маси і полідисперсна природа багатьох промислових наносистем, робить методи вимірювання розмірів частинок менших за 10 мкм принципово відмінними від методів, що використовуються при вимірюванні розмірів макроскопічних матеріалів. Таким чином, для подальшого активного розвитку нанотехнології потрібні швидкі, точні та неруйнівні методи вимірювання, які можуть застосовуватися в широкому діапазоні розмірів частинок.

Метою цієї роботи є огляд основних оптичних методів вимірювання розмірів мікро- та наночастинок і аналіз можливостей цих методів при дослідженні різних систем частинок. Ця робота описує фізичні основи цілого ряду оптичних методів, які застосовуються з цією метою. Крім того, обговорюються застереження і переваги цих методів і зроблене посилання на їх використання при дослідженні різних багатофазних систем. Також зроблено декілька корисних застережень, щодо цих матеріалів, які стосуються опису розподілу розмірів частинок, первинною характеристикою якого є середній розмір.

Методи, що використовуються, для характеристики даних системи, можна поділити на три категорії. Перша категорія названа методами *ансамблю* і представляє ті методи, які залучають розгляд відразу повного зразка. Спостереження послідовно окремих частинок і, ідентифікування та записування певних характеристик кожної з них, щоб створити базу даних інформації про зразок є властивостями методів *прямого рахунку*. Остання категорія утворена методами *розділення*, таким як фракціонування потоку поля. Ці підходи не обговорюються в цій роботі, але зауважимо, що методи ансамблю, особливо розсіяння світла, зазвичай використовуються як детектори для таких методів.

Одним з найбільш поширених методів, що використовуються, для характеристики колоїдних розчинів, є динамічне розсіювання світла (ДРС), також відоме як фотонна кореляційна спектроскопія (ФКС) і квазі-еластичне розсіювання світла (КЕРС). В останні роки цей метод розвинувся в потужний інструмент для дослідження розподілів розмірів субмікронних частинок в рідких розчинах. Інструменти, що базуються на цій технології успішно використовуються для характеристики і вивчення частинок з діапазоном діаметрів від 2 нм до приблизно 2-3 мкм. Можливими застосуваннями цього методу є полімери латексу, колоїдний кремній, пігменти і барвники, олійні і водні емульсії, міцели і мікроемульсії, протеїни та інші макромолекули, що мають біологічне значення.

Електрофоретичне розсіювання світла (ЕРС) може розглядатися як експеримент ДРС, в якому зразок розміщений в електричному полі. Зумовлені полем зміни в дифузійному коефіцієнті спостерігаються або через зсув Доплера, або через вимушені коливання, в інтенсивності розсіяного світла при проходженні заряджених частинок через інтерференційну картину, створену двома лазерами. Зібрані дані, використовуються, для визначення величини електрофоретичної рухливості, з якої розраховується зета потенціал. Більшість інструментів, що проектується для вимірювань ЕРС, можуть також використовуватися, щоб здійснювати ДРС експерименти, проте їх можливості, можуть бути не такі складні як в інструментах, що проектується виключно для ДРС.

Для вимірювання розмірів частинок в багатьох застосуваннях широко використовуються методи лазерної дифракції. Успіх цього методу базується на тому, що він може застосовуватися для різних видів систем, що містять частинки, є швидким і може бути автоматизованим. Діапазон вимірювань цього методу складає 0,1 – 2000 мкм. Проте, для отримання точних результатів потрібна правильна інтерпретація отриманих результатів, оскільки методом лазерної дифракції вимірюється не безпосередньо розмір частинки, а світло розсіяне частинкою. Відношення між розсіяним світлом і обчисленим розподілом частинок залежить від припущень про оптичні властивості досліджуваного матеріалу.

Статичне розсіювання світла (СРС), здійснюється освітлюванням зразка пучком світла і вимірюванням інтенсивності розсіяного випромінювання як функції кута і концентрації розсіювача. Тому, метод представляє повне і суворе виконання математичних і геометричних вимог, що диктуються теоріями Мі і Релея-Ганса-Дебая Апаратура, що проектується спеціально для цієї мети загалом, включає доступні кути спостереження від  $10^\circ$  до  $170^\circ$ , діапазон вимірювань – 0,04 – 2000 мкм і багатоканальне детектування.

Одним із найкорисніших методів, доступних для характеристики цих препаратів, є метод оптичного визначення однієї частинки. Індивідуальні частинки, що проходять через датчик, розподіляються по розмірах на основі змін в оптичному сигналі, які виникають при їх присутності. В результаті ми отримуємо сортування величини фотоструму в різні “бункери”, таким чином створюючи гістограму, що представляє розподіл розмірів частинки в тій частині зразка, що проходить через датчик. Ця остання властивість відносить цей аналітичний підхід до категорії, прямого рахунку. Відповідно, якщо досліджено достатню кількість частинок можна отримати повне розуміння розподілу розміру частинки без необхідності застосування математичних моделей, щоб отримати результати експериментальних даних.

Описані вище методи мають певні недоліки, тому подальші дослідження спрямовані на удосконалення цих методів. Таким чином дана робота показує, що дослідники мають в своєму розпорядженні багато оптичних методів. Проте, оскільки, багатофазні субмікронні препарати це складні системи, які можуть охопити діапазон розмірів від 10 нм до 10 мкм, потрібно визначити групу методів і підходів, які при сумісному використанні, можуть більш повно характеризувати розподіл розмірів частинок в цьому діапазоні краще, ніж міг би будь-який єдиний метод.

# Вплив тонких алмазоподібних вуглецевих плівок на радіаційну стійкість сонячних елементів на основі кремнію

Лук'янов А.М.

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,  
03028, проспект Науки 41, м. Київ. Тел.:(8044) 525-6202, e-mail: [lukyjanov@isp.kiev.ua](mailto:lukyjanov@isp.kiev.ua)

Досліджено механізми впливу радіаційного опромінення  $\gamma$ -квантами та протонами на рекомбінаційні і фотоенергетичні параметри сонячних елементів (СЕ), виготовлених на основі моно- та мультикристалітного кремнію, покритого та непокритого алмазоподібною вуглецевою плівкою. Показано, що к.к.д. сонячних елементів, покритих тонкою просвітлюючою алмазоподібною вуглецевою плівкою (АВП) під дією  $\gamma$ -опромінення деградує значно менше порівняно з СЕ без АВП (рис 1). Ефект впливу АВП на параметри СЕ при опроміненні обумовлений наявністю в плівках водню, його вивільненням під дією опромінення, дифузією в глибину СЕ та пасивацією рекомбінаційно-активних центрів, що призводить до зростання довжини дифузії неосновних носіїв заряду (рис.2).

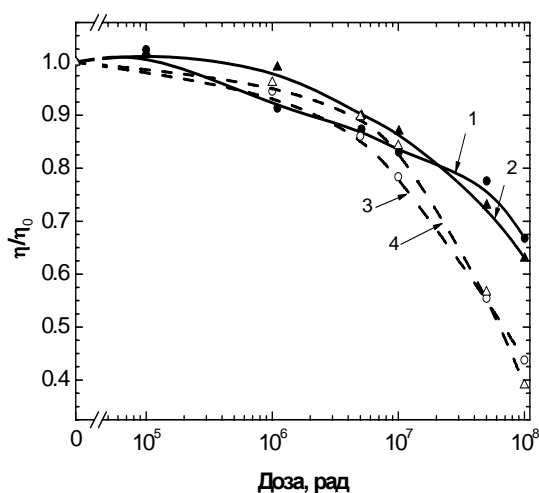


Рис. 1. Нормовані на початкове значення дозові залежності коефіцієнту корисної дії СЕ:

- 1 – СЕ на основі монокристалічного кремнію без АВП;
- 2 – СЕ на основі монокристалічного кремнію з АВП;
- 3 – СЕ на основі мультикристалітного кремнію без АВП; 4 – СЕ на основі мультикристалітного кремнію з АВП.

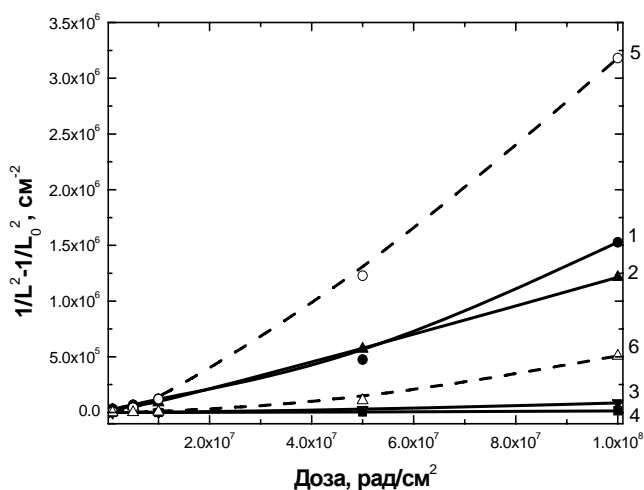


Рис. 2. Дозові залежності  $1/L^2 - 1/L_0^2$  для досліджених зразків СЕ:

- 1, 2 – СЕ на основі монокристалічного кремнію без АВП;
- 3, 4 – СЕ на основі монокристалічного кремнію з АВП;
- 5 – СЕ на основі мультикристалічного кремнію без АВП;
- 6 – СЕ на основі мультикристалічного кремнію з АВП.

# Оптичні і фотоелектричні властивості хімічно і фотополімеризованих плівок фулерену C<sub>60</sub> на кремнії

Дмитрук М.Л., Борковська О.Ю., Мамикін С.В., Науменко Д.О.  
Інститут фізики напівпровідників НАНУ, [dnaum@isp.kiev.ua](mailto:dnaum@isp.kiev.ua), Tel.: + 380 44 525 50 70

Полімеризовані фулеренові плівки, властивості яких можуть варіюватися залежно від умов і способу полімеризації, становлять безсумнівний інтерес для нанотехнології оптоелектронних і мікроелектронних приладів [1,2]. У даній роботі була досліджена морфологія вихідних, хімічно- і фотополімеризованих плівок фулерену C<sub>60</sub>, проведено порівняльне дослідження їх оптичних властивостей, а також фотоелектричних характеристик діодних структур Au/C<sub>60</sub>/Si з тонким (~100 нм) проміжним шаром фулерену C<sub>60</sub>.

**Методика експерименту.** Тонкі плівки фулерена на кремнієвих (100) підкладках і, паралельно, зразки-супутники на скляних підкладках були отримані методом термічного випаровування у вакуумі порошку C<sub>60</sub> (Mer Corp., чистота 99,5%). Осадження здійснювалося при тиску  $6,2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. без підігріву підкладки (зразок 01). При хімічній полімеризації (зразок 02) зразок 01 і, окремо від нього, декілька міліграм 1,8-діамінооктану закладали в реактор з пірексового скла, який відкачували до тиску 1 мм рт. ст. Після цього протягом 3 годин при температурі 150 °С діамінооктан випаровувався і реагував з фулереном [3]. Для фотополімеризації (зразок 03) використався імпульсний Kr-F лазер (Comrex 102, Lambda Physik) з довжиною хвилі випромінювання 248 нм, тривалістю імпульсу 30 нс, частотою повторення 10 Гц, площею освітлення 2,4 см<sup>2</sup>. Оптимальна потужність випромінювання, як показано раніше [4], мала значення при 25 мДж/см<sup>2</sup> при тривалості опромінення біля 5 с. Обидві обробки приводили до того, що модифіковані плівки C<sub>60</sub> ставали практично нерозчинними в толуолі (на відміну від вихідних), що свідчить про трансформацію C<sub>60</sub> у тверду фазу полімерної природи. Діодні структури виготовлялися напилюванням напівпрозорого шару золота (безпосередньо на плівку або з підшаром ~2 нм хрому для поліпшення адгезії) без підігріву підкладки, через маску з отвором діаметром 1,3 мм. Омичний контакт (In) здійснювався на зворотній стороні кремнієвої пластини товщиною ~300 мкм.

Всі виміри проведені на повітрі при кімнатній температурі. Морфологія поверхні плівок C<sub>60</sub> і її статистичні параметри вивчалися за допомогою атомно-силового мікроскопу (NanoScope IIIa Dimension 3000). Для вимірювання спектральних характеристик: відбивання, пропускання плівок-супутників C<sub>60</sub> на склі і фотоструму короткого замикання діодів Шоттки в області  $\lambda = 0,4 \div 1,1$  мкм, використалася установка на основі спектрометра ІКС-12.

Дослідження морфології показало, що вихідні плівки мають гранульовану (мікрокристалічну) структуру із середнім діаметром зерна ~50 нм (зразок 01), що є типовим для фулеренових плівок на різних підкладках, вирощених при кімнатній температурі. Для модифікованих плівок розмір зерен збільшується, а їх середньоквадратична шорсткість різна: R<sub>q</sub> = 1.22 нм (01), 1.08 нм (02), 2.54 нм (03) (рис. 1). Аналіз спектрів відбивання і пропускання при різних кутах падіння і поляризації світла на зразках-супутниках дозволяє одержати дисперсію показника заломлення і коефіцієнту екстинкції в розглянутому діапазоні, а також товщину плівок фулерена C<sub>60</sub> (98 нм і 87.5 нм для вихідної і хімічнополімеризованої, відповідно) (рис. 2). Оптичні константи узгоджуються з даними інших авторів для плівок C<sub>60</sub> [1] і свідчать про їх слабку зміну в результаті полімеризації. Незважаючи на деякий розкид у величині і характері спектрів фотоструму окремих діодів, виготовлених на одній пластині, величина фотоструму у випадку неполімеризованих плівок C<sub>60</sub> максимальна, причому великий внесок дає бокова фотогенерація. Щоб виключити її, були виміряні спектри фотоструму при освітленні

тільки центральної частини діода і повним затіненням периферії. Такі спектри фотоструму, а також розраховане оптичне пропускання систем показані на рис. 3. У результаті отримано збільшення струму короткого замикання і ефективності фотоперетворення для структур з вихідними плівками  $C_{60}$  в порівнянні з діодами без фулеренового шару, а також їхнє зменшення для структур з полімеризованими плівками.

Таким чином, тонкі фулеренові плівки можуть бути перспективними для застосування в сонячних елементах типу метал(або ІТО, FTO і т.д.)/Si як тонкий проміжний діелектричний шар, що сприяє збільшенню ефективності фотоперетворення.

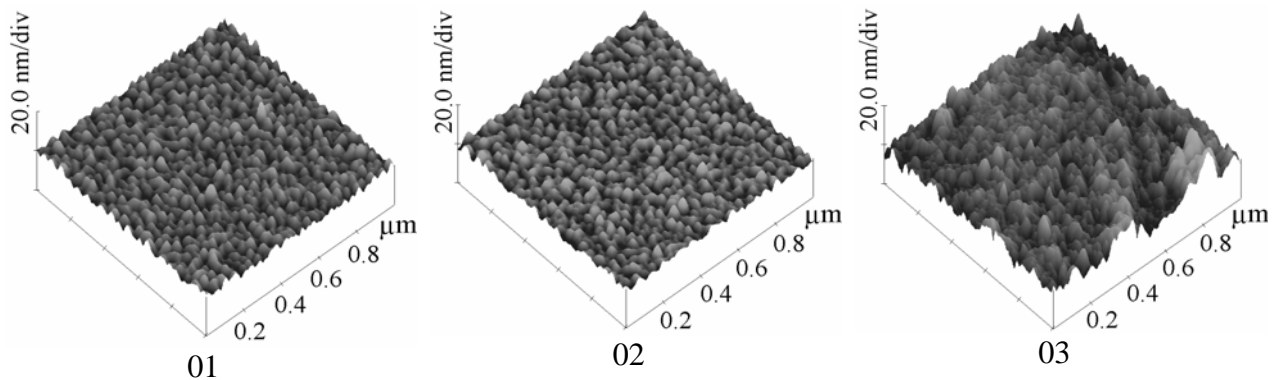


Рис. 1. 3D АСМ зображення вихідної, хімічно і фотополімеризованої плівок.

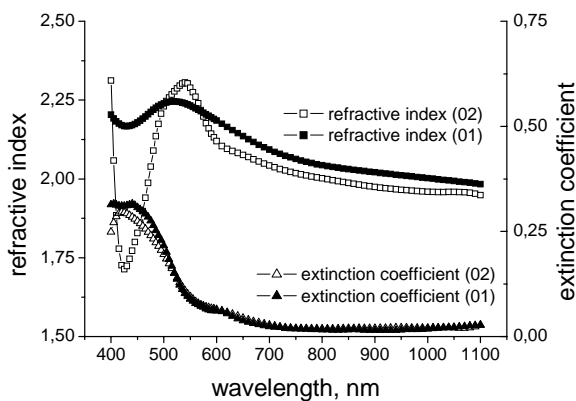


Рис. 2. Дисперсія показника заломлення і коефіцієнта екстинкції вихідної і хімічно полімеризованої плівок

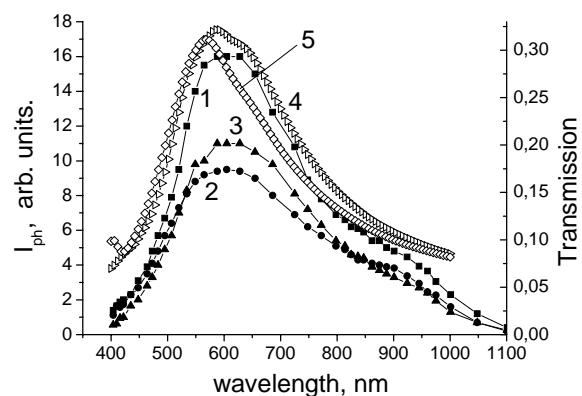


Рис. 3. Спектри фотоструму, що вимірювались при постійній кількості квантів і освітленні тільки центральної частини діодів Au/Cr/ $C_{60}$ /Si 01 – (1), 02 – (2), 03 – (3), а також розраховані спектри пропускання світла в Si для структур 01 – (4), 02 – (5)

1. Макарова Т.Л. // ФТП. – 2001. – Т. 35, № 8. – Р. 257.
2. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Elkund P.C. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes. – Academic Press, 1996.
3. Basiuk(Golovataya Dzhybeeveva) E.V., Alvarez-Zauco E., Basiuk V.A.. Chemical cross-linking in  $C_{60}$  thin films/ Micromanufacturing and Nanotechnology. N. P. Mahalik (Ed.). – Springer-Verlag publisher, Germany, 2005. – P. 453-461.
4. Alvarez-Zauco E., Sobral H., Basiuk E.V., Saniger-Blesa J.M., Villagran-Muniz M. // Appl. Surf. Sci. – 2005. – V. 248. – P. 243.

## Нерівнотовщинні плівкові селективні фільтри для ІЧ – області спектру

Ірина Яремчук<sup>1</sup>, Володимир Фітьо<sup>1</sup>, Ярослав Бобицький<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>Національний університет „Львівська політехніка”, кафедра фотоніки,  
вул. С. Бандери 12, 79013, Львів, Україна.  
<sup>2</sup>Інститут техніки Жешувського університету,  
вул. Рейтана 16б, 35959, Жешув, Польща.  
[yaremchuk@polynet.lviv.ua](mailto:yaremchuk@polynet.lviv.ua)

Інтерференційні фільтри в сучасній оптичній техніці є надзвичайно важливим і водночас критичними елементами, які фактично визначають ефективність і надійність апаратури в цілому.

До таких елементів, зрозуміло, зростають вимоги щодо їх характеристичних параметрів. Відповідно забезпечення цих вимог має бути реалізовано виробничими можливостями і існуючими технологіями.

Першочерговим завданням розробників залишається забезпечення максимальної селективності і експлуатаційної стійкості інтерференційних фільтрів.

Як відомо найбільшого поширення набули діелектричні багат шарові тонкоплівкові системи з шарами оптичної товщини, кратними  $\lambda/4$ . Вони в основному містять шари матеріалів з високим і низьким показниками заломлення. В інфрачервоній області спектра широкого використання набули фториди лужноземельних металів та склоподібні матеріали [1].

Останнім часом особливий інтерес викликали плівкові структури з нерівнотовщинними шарами [2, 3]. В таких структурах прогнозується досягнення кращих параметрів при суттєво спрощеному конструктиві – зменшенні кількості шарів.

Дана робота присвячена синтезу і дослідженню діелектричної системи типу:  $VN_1NV$ , де  $V$ ,  $N$  – нерівно товщинні шари з високим і низьким показниками заломлення відповідно;  $V_1$  – шар з високим показником заломлення, товщина якого набагато більша за  $\lambda_0$  і він одночасно виконує роль підкладки.

Розраховано спектри пропускання такої системи для різних матеріалів з різними показниками заломлення шарів. Визначено основні спектральні параметри вузькосмугового фільтра. Досліджено залежність смуги пропускання та півширини смуги пропускання від товщини діелектричних шарів з високим показником заломлення в даній системі.

Показано, що у випадку застосування шарів  $PbTe$ ,  $GeTe$ ,  $SnTe$  розрахованої товщини їх кількість може бути обмежена до п'яти, а селективність характеризується практично 100 % пропусканням та пропусканням рівним 0,003 за межами смуги пропускання.

1. Фирцак Ю.Ю, Довгошей Н.И., та ін. // ОМП. – 1983. – № 8. – С. 48-52.
2. I.V. Fekeshgazi, V.Yu. Pervak, Yu.A Pervak. // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2000. – V. 3. – № 3. – P. 371-378
3. B.J. Chun, C.H. Hwangbo, J.S. Kim// Optics Express. – 2006. – V. 14. – № 6. – P.2473-2479.

## **Секція 4**

# **Напівпровідникове матеріалознавство та сенсорні системи**



## Технологія створення омичних електричних контактів до телуриду галію

Бойко М.І., Киселюк М.П., Криськов А.А., Криськов Ц.А.

Кам'янець-Подільський державний університет, Кам'янець-Подільський, Україна.

e-mail: fizkaf@ua.fm

GaTe один із давно відомих шаруватих напівпровідників, що почав активно вивчатися лише в даний час. Інтерес до нього обумовлений його властивостями, що дають змогу розв'язати досить великий спектр технічних задач прикладного змісту. Малий обсяг досліджень, проведений до цього моменту можна пов'язати із складністю роботи зі зразками, які мають яскраво виражену шарувату структуру, що вносить свою специфіку у способи механічної обробки та формування електричних контактів.

Важливим аспектом створення електронних пристроїв є формування омичних контактів до яких висувається ряд вимог:

- простота створення;
- підготовка контактів та підбір матеріалу для контактів, адже при створенні контакту до плівки, сам контакт певним чином повторює геометрію структури кристала;
- технологія створення контакту, та ін.

Саме шаруватість GaTe дає змогу досить просто розв'язати більшість із сформульованих задач. Дякуючи особливостям анізотропії хімічних зв'язків, є можливість отримання таких плівок із майже досконалою поверхнею, яка легко піддається обробці (очищенню).

Для формування контакту використано найбільш простий метод (для плівок та об'ємних кристалів) - метод пайки. При підборі матеріалу для контакту довелося зупинитися на індію, що пов'язано з його низькою температурою плавлення (при температурах більших 150 °С плівка відшаровується від більшості матеріалів підкладки).

Омичність контакту проілюстровано на рис. 1, за допомогою ВАХ, знятих при різних температурах.

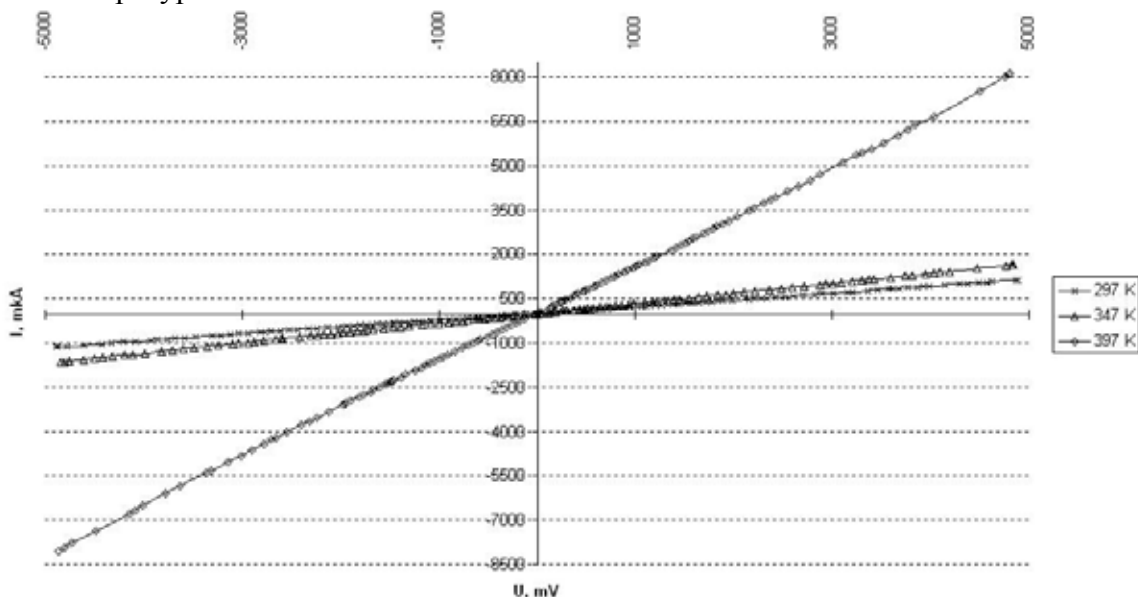


Рис. 1.

Також було відмічено старіння контакту (рис 2.), який припинився після короткочасного нагріву зразка до 70 °С. Низька температура відпалу є також позитивним моментом, що спрощує технологію виготовлення приладів.

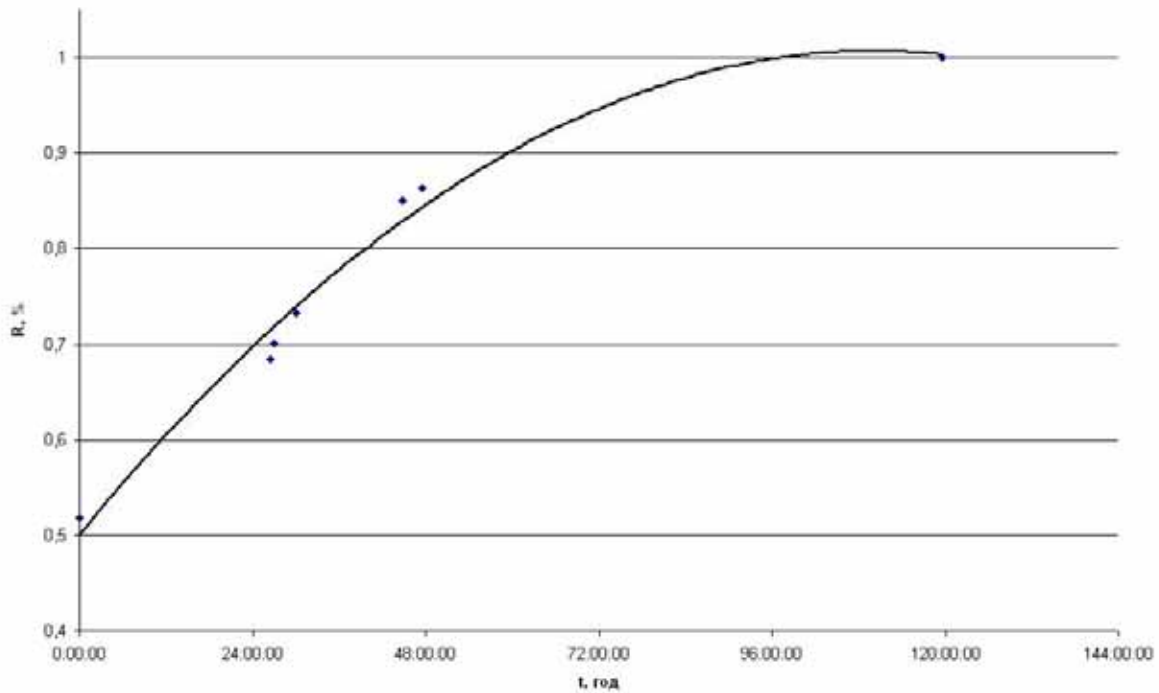


Рис. 2.

Шаруватість кристалів GaTe, яка вважалася негативним явищем, яке сильно впливає на механічні властивості зразків, але при переході від об'ємних зразків до тонких плівок значна кількість «мінусів» механічних якостей перетворюється на позитивні властивості.

# Використання методу ППР для детекції біологічних об'єктів у мікрометровому діапазоні

Болтовець П.М., Снопко Б.А.

Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є.Лашкарьова, НАНУ  
Проспект Науки 41, 03028 Київ, e-mail: [pboltovec@mail.ru](mailto:pboltovec@mail.ru), тел.: +380 44 5255626

Для досліджень з використанням поверхневого плазмонного резонансу традиційним підходом є іммобілізація рецепторної молекули на поверхні сенсора, в той час, як аналіт знаходиться у розчині. В цьому випадку зсув резонансного кута залежить від ефективної товщини шару аналіту, специфічно зв'язаного з шаром іммобілізованого рецептора, причому товщини обох шарів постійні. Це означає, що зміна зсуву резонансного кута залежить від варіацій параметрів молекулярного ансамблю взаємодіючих молекул у вертикальному плані.

Однак зсув резонансного кута залежить не лише від товщини шару, а й від варіацій показника заломлення в межах самого шару. Таким чином компактність молекулярного шару також буде впливати на відповідь сенсора завдяки варіаціям показника заломлення. Якщо, в той же час, товщина поверхневої структури може бути зафіксована (завдяки специфічності процесу взаємодії і сталій формі реагуючих компонентів), то зсув кута буде однозначною функцією компактності біомолекулярного ансамблю. У даній роботі розглянута спроба реалізації такого підходу. Для цього були використані (i) специфічність білка А *Staphylococcus aureus* до Fc фрагменту імуноглобулінів і (ii) формування шару попередньо отриманих комплексів специфічних імуноглобулінів з вірусними частками. Залежно від відносної концентрації вірусних часток і специфічних антитіл комплекси віріон-*nIgG* будуть мати різну кількість ( $n$ ) антитіл на віріон. Це визначає варіації компактності в межах комплексів так само, як і їх упаковку на поверхні. Середня ж товщина цілого комплексу буде залишатись приблизно постійною завдяки статистичному характеру взаємодії між антивірусними імуноглобулінами і системою відповідних епітопів на вірусній поверхні (біля 800 для ВТМ). Таким чином, в даному випадку зсув резонансного кута тепер буде залежати від параметрів шару в горизонтальній площині (рис.1).

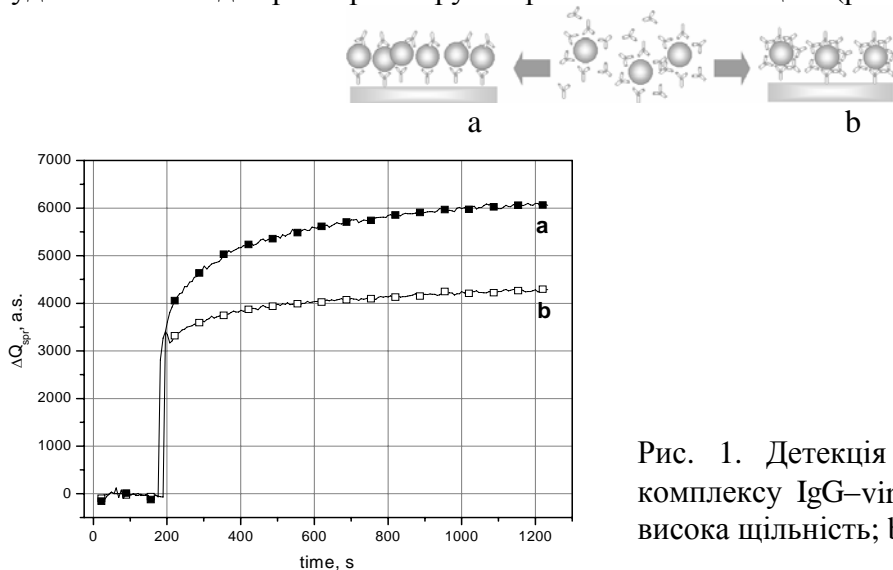


Рис. 1. Детекція вірусу при іммобілізації комплексу IgG–virus: загальний підхід: а – висока щільність; б - низька щільність.

Запропонований підхід розширює можливості застосування різноманітних ППР-спектрометрів для дослідження широкого кола біологічних об'єктів і може бути легко реалізований з використанням широкого спектру комерційно доступних інструментів.

## Класифікація багатокомпонентних газових сумішей з домінуючими компонентами

Бурлаченко Ю.В., Снопко Б.А.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ, burlachenko@isp.kiev.ua*

Задачі аналізу багатокомпонентних хімічних сумішей (БХС) стають дедалі більш актуальними. Необхідність контролю якості таких життєво необхідних продуктів як вода, напої, медична продукція тощо вимагає розвитку нових систем експресного аналізу. Ідеологія крос-селективних мультисенсорних масивів (МСМ) є одним з найбільш перспективних напрямків такого розвитку, оскільки цей підхід дає можливість розрізнити суміші, що містять сотні й тисячі у багатьох випадках невідомих компонентів.

Однак існує і ряд невирішених питань. Зокрема досить складною є задача розпізнавання сумішей, які містять у своєму складі домінуючий компонент. Ідеологія крос-селективних МСМ передбачає дискримінацію БХС шляхом формування їх так званих хімічних образів (ХО), які будуються на базі сенсорних відгуків у відповідності із заданим алгоритмом і є відображенням БХС у  $m$ -вимірному просторі відгуків. Оскільки сенсори, що входять до МСМ, є як правило низькоселективними, то наявність домінуючого компоненту у багатьох випадках не дозволяє розрізнити БХС, адже ХО в цьому випадку формуються переважно під впливом домінуючого компонента і не містять достатньо інформації про інші, більш важливі, але присутні в набагато меншій кількості компоненти. Відомі рішення цієї проблеми пов'язані з ускладненням процедур пробопідготовки та пробоподачі, наприклад, використанням фільтрів, мембран, хроматографічних колонок тощо.

У даній роботі пропонується підхід, який дозволить підвищити дискримінаційну здатність МСМ шляхом направленою зовнішнього впливу з метою зменшення його чутливості до домінуючого компонента. Підхід полягає у застосуванні спектрально-селективного освітлення фоточутливих сенсорних покриттів МСМ. Освітлення дозволяє змінювати енергетичний профіль поверхні чутливих елементів і, відповідно, їх адсорбційну здатність по відношенню до різних аналітів.

У роботі [1] обговорюється ефект впливу освітлення плівок фталоціанінів у різних областях спектру на адсорбцію парів етилового спирту. Адсорбційна здатність плівок в умовах освітлення зменшувалась на 30% - 70% залежно від довжини хвилі освітлення та від виду чутливого покриття. Також змінювалась кінетика адсорбції: адсорбційно-десорбційна рівновага на поверхні сенсорів в умовах освітлення встановлювалась у 5 - 12 разів швидше, ніж у темряві.

У даній роботі ефективність запропонованого підходу демонструється на прикладі сумішей, що містять етиловий спирт (домінуючий компонент) та аміни (триетиламін та пропіламін) у співвідношенні 3:1. Три види чутливих покриттів ( $H_2Pc$ ,  $CuPc$ ,  $PbPc$ ) сенсорних елементів на основі кварцових резонаторів з резонансною частотою 10 МГц освітлювались в області максимуму  $Q$ -смуги поглинання фталоціанінів (630 нм). Сенсори розташовувались у вимірювальній комірці проточного типу; під час експерименту забезпечувались стала швидкість потоку та концентрація проби. Зміна частоти сенсорів вимірювалась за допомогою багатоканального частотоміра, розробленого в ІФН НАНУ А. Савченко. Попередня обробка експериментальних даних (формування ХО, їх нормування та масштабне перетворення) виконувалося з використанням програми Nose Analyzer, розробленої у ІФН НАНУ А. Снопком. Слід зазначити, що ХО формувалися на базі інтегральних характеристик

адсорбційних кривих, розрахованих за формулою (1), з використанням так званої технології рухомого вікна  $[t_j - t_0, t_j + t_0]$  шириною  $2 \cdot t_0$ , яке пробігало по всій довжині адсорбційних кривих.

$$k_m(t_j) = \int_{t_j - t_0}^{t_j + t_0} \Delta f_m(t) \quad (1)$$

Класифікація даних проводилася методом кластерного аналізу, а також методом головних компонент (пакет S-PLUS, Math. Soft, Inc.). Метод кластерного аналізу дозволяє отримати кількісну оцінку ефективності класифікації об'єктів: параметр S, який змінюється від 0 до 1, показує, наскільки щільно лежать точки у межах кластеру і як далеко кластери рознесені один від одного. Параметр S розраховувався для всіх  $t_j$ , і за отриманими таким чином залежностями  $S(t_j)$  обирався часовий інтервал експериментальних кривих, на якому класифікація відбувається найбільш ефективно.

Результати класифікації однокомпонентних аналітів (спирт, триетиламін та пропіламін) приведені на рис.1. Залежність  $S(t_j)$  для даних, отриманих в умовах освітлення (крива 1), лежить вище аналогічної залежності для темнових даних (крива 2), що означає підвищення дискримінаційної здатності масиву в умовах освітлення. Більш того, крива 1 має максимум в області, яка відповідає кінетичній області адсорбційних кривих. Таким чином, використання освітлення дозволяє суттєво скоротити час вимірювання, адже ефективна класифікація за таких умов можлива вже на перших десятках секунд експерименту.

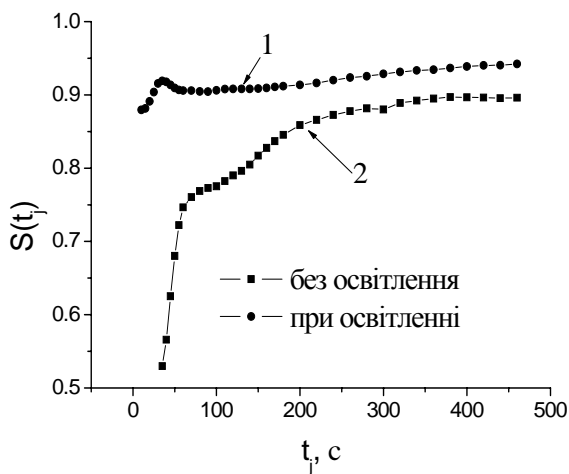


Рис. 1. Залежності  $S(t_j)$  для даних, отриманих в умовах освітлення (крива 1) та без освітлення (крива 2)

На рис.2 наведені результати класифікації таких аналітів: етиловий спирт, триетиламін, пропіламін, суміш «спирт-триетиламін» та суміш «спирт-пропіламін».

Експериментальні дані, отримані в умовах без освітлення, не класифікуються: спирт і суміші на його основі відносяться до одного і того ж самого кластеру (результат не показаний). В той же час, використання освітлення дозволяє адекватно класифікувати всі п'ять аналітів як методом кластерного аналізу, так і методом головних компонент.

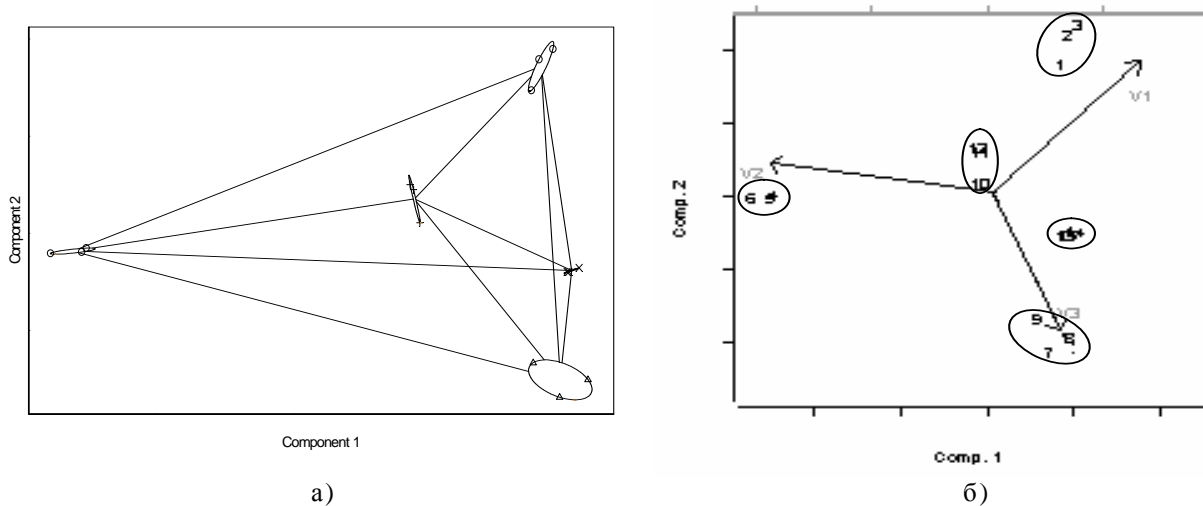


Рис. 2. Класифікація методом кластерного аналізу (а) та методом головних компонент (б) даних для спирту, триетиламіну, пропіламіну, сумішей «спирт-триетиламін» та «спирт-пропіламін», отриманих в умовах освітлення.

Таким чином, освітлення фоточутливих покриттів МСМ відкриває додаткові можливості застосування систем типу електронний ніс для класифікації БХС: підвищення дискримінаційної здатності, зменшення часу аналізу, можливість ефективної класифікації БХС з домінуючими компонентами.

1. Бурлаченко Ю.В., Снопко Б.А. Управление адсорбционно-десорбционными процессами на поверхности химических сенсоров на основе фоточувствительных пленок фталоцианинов // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 2005. – № 40. – С. 136

# Температурна залежність зонної структури та густини станів гексагонального оксиду цинку

Горкавенко Т.В., Зубкова С.М. \*, Русина Л.М. \*, Макара В.А.

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,

просп. акад. Глушкова, 6, 03022 Київ, Україна, [gorka@kiev.univ.ua](mailto:gorka@kiev.univ.ua)

\* Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
ул. Кржижановського, 3, 03680, Київ, Україна, [svzubkova@yahoo.com](mailto:svzubkova@yahoo.com)

Вюртцитоподібний оксид цинку – це прямозонний напівпровідник із вдалим поєднанням корисних електричних, оптичних та акустичних властивостей, що визначає області його застосування від оптоелектроніки до гетерогенного каталізу. Оптичні властивості ZnO подібні до оптичних властивостей нітриду галію, який має широке застосування. Велика ширина забороненої зони ( $E_g \sim 3.30$  еВ при 300 К, у GaN  $E_g \sim 3.4$  еВ при 300 К) та велика енергія зв'язку екситону ( $E_{зв.екс.} \sim 60$  МеВ, у GaN  $E_{зв.екс.} \sim 26$  МеВ) поряд з великим коефіцієнтом поглинання роблять ZnO потенційним кандидатом для широкого застосування в оптоелектроніці.

В даній роботі на основі методу емпіричного псевдопотенціалу автори вперше провели теоретичне дослідження температурної залежності основних міжзонних переходів, одноелектронних рівнів енергії та густини станів гексагонального оксиду цинку.

Початковою точкою будь-якого псевдопотенціального розрахунку є рівняння Шредінгера:  $[-\nabla^2 + V_p(\vec{r})]\psi_n(\vec{k}, \vec{r}) = E_n(\vec{k})\psi_n(\vec{k}, \vec{r})$ , де  $V_p$  – псевдопотенціал, що володіє симетрією кристалу. Розглядаючи кристалічний псевдопотенціал у вигляді суперпозиції псевдопотенціалів атомів, що утворюють кристал, отримаємо для Фур'є-компонент псевдопотенціалу  $V(\vec{G}) = \sum_j S_j(\vec{G})V_j(\vec{G})$ ,  $S_j(\vec{G}) = e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}_j}$  – структурний фактор,  $\vec{G}$  – вектор оберненої ґратки,  $r_j$  – радіус-вектор j-го атома,  $V_j(\vec{G})$  – Фур'є-компонента j-го атомного псевдопотенціалу.

Згідно теорії Брукса та Ю при кінцевих температурах  $S_j(\vec{G})$  переходить у  $S_j(\vec{G}) = e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}_j} e^{-W_j(\vec{G}, T)}$ , де  $W_j(\vec{G}, T)$  – фактор Дебая-Валлера j-го атома. На практиці використовують багато наближених, в т.ч., напівемпіричних формул. Так, для кристалів зі структурою алмазу й сфалериту  $W_j(\vec{G}, T) = \frac{1}{6}|\vec{G}|^2 \langle u_j^2 \rangle$ , де  $\langle u_j^2 \rangle$  – повне середньоквадратичне зміщення j-го атома. Фактично це рівносильно заміні потенціалу  $V_j(\vec{G})$  на залежний від температури  $V_j(\vec{G}, T) = V_j(\vec{G}) e^{-\frac{1}{6}|\vec{G}|^2 \langle u_j^2 \rangle}$ .

Таким чином враховується вплив температурної залежності електрон-фононої взаємодії на зонну структуру кристалу. Теплове розширення ґратки враховується просто через заміну масштабу форм-факторів шляхом множення Фур'є-компонент псевдопотенціалу на  $a^3(0)/a^3(T)$  ( $a$  – стала ґратки).

В даній роботі зонна структура та густина станів гексагонального оксиду цинку розраховувалась емпіричним псевдопотенціальним методом з використанням розкладу хвильової функції по 427 плоским хвилям, що відповідає кінетичній енергії електрона  $E = |G_{\max}|^2 \approx 18.55$  Рід.

Розрахунок проводився в точках і напрямках високої симетрії в зоні Бріллюена

гексагональної ґратки (рис. 1). Зонна структура ZnO при 300 К представлена на рис 1, а, густина електронних станів при 0, 300 та 900 К – на рис. 1, б.

Щоб отримати достатньо надійні температурні залежності, зонна структура розраховувалась для 20 наборів форм-факторів, визначених в температурному інтервалі 0-900 К з інтервалом в 50°. На основі даних про зонну структуру, ми розрахували температурні залежності одноелектронних рівнів енергії та основних міжзонних переходів, а також дослідили основні властивості та характеристики цих залежностей.

Розрахунок показав, що ширини всіх міжзонних переходів між верхньою валентною зоною та нижньою зоною провідності зменшуються при збільшенні температури і тим швидше, чим вище температура (табл. 1). Найбільш чутливим до зміни температури виявився рівень, що відповідає вершині валентної зони. Він дає основний внесок у швидкість зміни з температурою фундаментальної щілини.

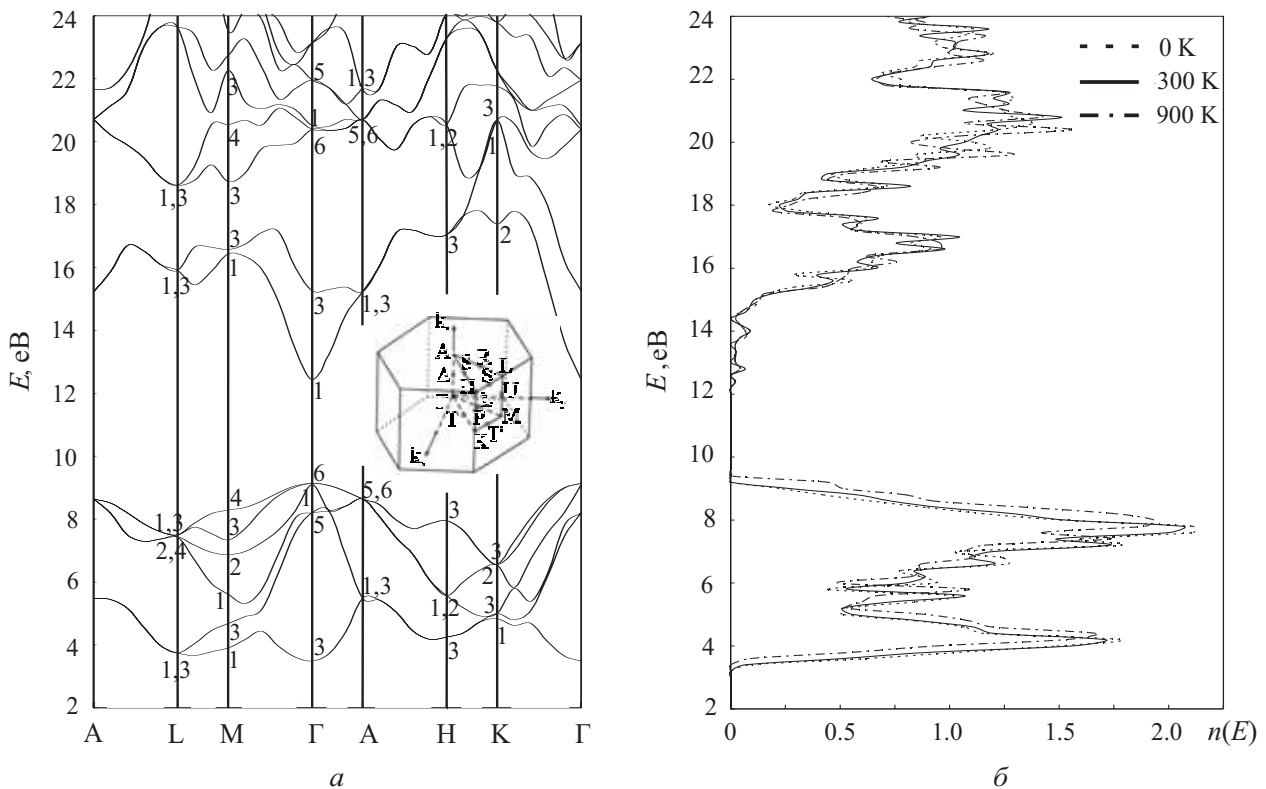


Рис. 1. Зонна структура (а) та густина електронних станів (б) гексагонального ZnO.

Таблиця 1. Температурні коефіцієнти ( $\alpha_T \cdot 10^{-4} \text{K}$ ) одноелектронних енергетичних рівнів та міжзонних переходів кристалу ZnO.

$\Delta T, \text{K}$	$L_{1,3v}$	$M_{4v}$	$\Gamma_{6v}$	$A_{5,6v}$	$H_{3v}$	$L_{1,3c}$	$M_{1c}$	$\Gamma_{1c}$	$A_{1,3c}$	$H_{3c}$
0-300	+1.58	+1.69	+1.74	+1.71	+1.61	-1.04	-0.99	-0.42	-0.603	-1.12
300-600	+3.17	+3.31	+3.20	+3.30	+3.27	-0.803	-1.07	-0.24	-0.273	-0.9
600-900	+4.76	+5.17	+5.40	+5.26	+4.85	-1.15	-0.947	+0.177	-0.067	-1.32
0-900	+3.17	+3.39	+3.45	+3.43	+3.24	-0.999	-1.001	-0.161	-0.314	-1.114
$\Delta T, \text{K}$	$L_{1,3c}-\Gamma_{6v}$	$M_{1c}-\Gamma_{6v}$	$\Gamma_{1c}-\Gamma_{6v}$	$A_{1,3c}-\Gamma_{6v}$	$H_{3c}-\Gamma_{6v}$	$L_{1,3c}-L_{1,3v}$	$M_{1c}-M_{4v}$	$E_c^{ind}-\Gamma_{6v}$	$A_{1,3c}-A_{5,6v}$	$H_{3c}-H_{3v}$
0-300	-2.77	-2.72	-2.16	-2.34	-2.86	-2.62	-2.68	-2.84	-2.32	-2.73
300-600	-4.01	-4.27	-3.44	-3.48	-4.11	-3.98	-4.38	-4.25	-3.57	-4.18
600-900	-6.56	-6.35	-5.23	-5.47	-6.72	-5.91	-6.11	-6.78	-5.33	-6.17
0-900	-4.45	-4.45	-3.61	-3.76	-4.56	-4.17	-4.39	-4.62	-3.74	-4.36



# First-principles spin-polarized calculations on the reduced and reconstructed SnO<sub>2</sub> (110) surface

Golovanov V., Pekna T.

*South-Ukrainian University,*

*Staroportofrankovskaya Str., 26, 65008 Odessa, Ukraine,*

*e-mail: alban@te.net.ua*

All of the surface properties are given by its electronic structure, where spin-polarization may play an essential role. To trace the details of the solid surface – gas phase molecule interaction in the surface reaction mechanism it is important to properly identify the involved surface sites. Experimentally, this can be carried out by the electron paramagnetic resonance (EPR), and theoretically, with first-principles calculations for spin-densities or even for definite g-tensors [1]. Careful identification is even more important when bonding involves defect centers like oxygen vacancies or divacancies at oxide surfaces.

The aim of the present work is to investigate the effect of spontaneous-spin polarization on the electronic structure, relaxed geometry, and energetics of the perfect and reduced 1×1 (110) SnO<sub>2</sub> surfaces and the oxygen vacancy in the bulk. Secondly, we present spin-polarized calculations on the 1×2 and 4×1 reduced surfaces, in an attempt to understand the structure of the experimentally observed reconstruction.

The electronic structure including spin-polarization is calculated using first-principles density-functional theory (DFT). We use two approaches, one based on the plane-wave basis set and ultrasoft pseudopotential concept to describe electron-ion interaction (CASTEP), and another, using atomic orbital basis (DMol3) [2,3]. Utilizing ultrasoft pseudopotentials (USP) [4] the plane-wave basis set can be limited considerably. The chosen plane-wave cutoff is 380 eV. Oxygen atoms are described by 6 valence electrons and tin atoms by 4 plus the corresponding pseudopotential ion cores. The electronic interactions are taken into account with a generalized-gradient approximation allowing possible spin-polarization (GGG) [5]. A slab model with three atomic layers including 105 atoms in the supercell is used for the SnO<sub>2</sub> (110) surface. Spin-polarized calculations were started with an equal number of up and down electrons in order to observe spontaneous formation of the spin-polarized ground state. To model charged systems an extra charge is included in the background of the unit cell [6].

Formation of spontaneous spin-polarized states in non-charges system is observed in the case of reduced 1×1 surface with an in-plane oxygen vacancy ( $V_{in-pl}$ ), see Figure 1. The spin-density is localized on the tin and oxygen ions around the in-plane oxygen vacancy. We notice the absence of the unpaired spin-density on the 3-fold coordinated tin atom, which is formed near to the  $V_{in-pl}$ . Removal of a neutral oxygen ion leaves two electrons, which previously occupied O (2p) levels in the valence band. The analysis indicates that one of the two excess electrons occupy the orbitals of the 3-fold tin atom, which becomes  $sp^3$ -hybridized.

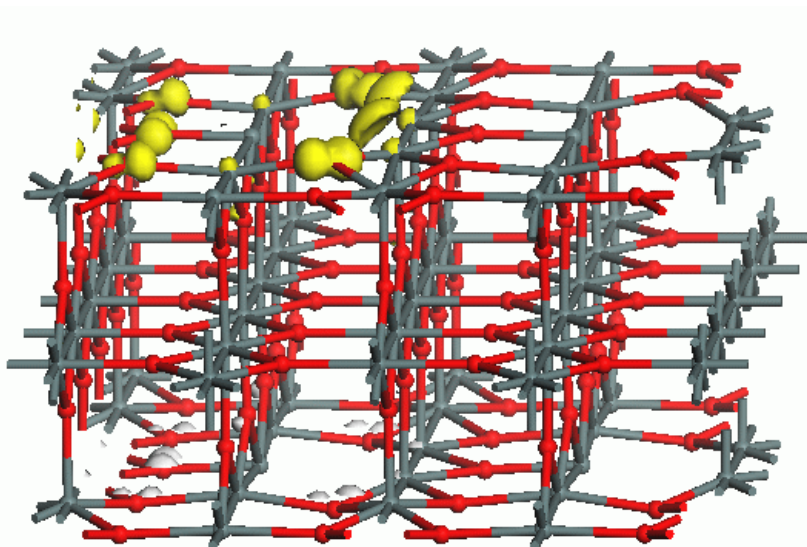


Fig. 1. The spin-polarization localized on tin and oxygen ions around the  $V_{in-pl}$  at reduced (110)  $SnO_2$  surface. Tin and oxygen are represented by grey and red, respectively. The isovalue surface of the spin density is shown in yellow.

Remaining unbalanced spin-density is found mainly on the s-orbitals of two 4-fold tin atoms and the rest on the 2p-orbitals of oxygen ions surrounding the  $V_{in-pl}$ . Since the bottom of the conduction band is formed exactly from the tin s-orbitals with some contribution from oxygen p-orbitals, this electron must go into the conduction band. In the case of bulk oxygen vacancy the spin polarization was found for the singly ionized ( $V_o^+$ ) oxygen vacancy in full correlation with the experimental findings. The spin density is localized in the empty space remaining after removal of the oxygen ion from the bulk. The other case, which exhibit spontaneous spin polarization and related to  $1 \times 2$  surface reconstruction is also discussed.

V. Golovanov thanks the Academy of Finland and Civilian Research and Development Foundation CRDF (US) for financial support (Grants AoF 112971 and UKC1-005065-OD-05).

1. Valentin C. Di, Scagnelli A., Pacchioni G. EPR properties of Au atoms adsorbed on various sites of the  $MgO(100)$  surface from relativistic DFT calculations // *Surface Science*. – 2006. – V. 600. – P. 2434–2442.
2. Milman V., Winkler B., White J.A., Pickard C.J., Payne M.C., Akhmatkaya E.V., Nobes R.H. Electronic structure, properties and phase stability of inorganic crystals: A pseudopotential plane-wave study // *Int. J. Quantum Chem.* – 2000. – V. 77. – P. 895-910.
3. User Guide DMol3. Accelrys, San Diego, 2005.
4. Vanderbilt D. Soft self-consistent pseudopotentials in a generalized eigenvalue formalism // *Phys. Rev. B*. – 1990. – V. 41. – P. 7892-7895.
5. Perdew J.P., Wang Y. Atoms, molecules, solids, and surfaces: Applications of the generalized gradient approximation for exchange and correlation, *Phys. Rev., B*. – 1992. – V. 46. – P. 6671-6687.
6. Mäki-Jaskari M., Rantala T., Golovanov V. Computational study of charge accumulation at  $SnO_2$  (110) surface // *Surface Science*. – 2005. – V. 577(2-3). – P. 127-138.

# Исследование кинетических характеристик электронного газа в нитридах группы III методом Монте-Карло

Сингаевская Г.И., Коротеев В.В.

*Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев*

*E-mail: singg@ukr.net, koroteev@ukr.net*

Новый класс полупроводниковых материалов InN, GaN, AlN является перспективным для широкого использования в силовой электронике и оптоэлектронике. Расчет кинетических характеристик электронной подсистемы необходим для понимания процессов в микроэлектронных приборах.

Определение кинетических характеристик (средней энергии, дрейфовой скорости и коэффициента диффузии от приложенного поля) требует знания функции распределения. В достаточно сильных электрических полях электронная подсистема становится существенно неравновесной. Для нахождения неравновесной функции распределения необходимо решать кинетическое уравнение Больцмана, что представляет собой непростую задачу. В настоящее время для расчета явлений переноса в полупроводниках широко используется метод Монте-Карло. Данный метод позволяет выполнить расчет всех основных кинетических характеристик с учетом особенностей зонной структуры полупроводника и многочисленных процессов рассеяния электронов [1–5]. Функция распределения, полученная методом Монте-Карло, удовлетворяет уравнению Больцмана [2, 4].

На основе одночастичного метода Монте-Карло нами разработана программа расчета функции распределения и кинетических характеристик электронного газа. Симуляция электронного транспорта проводилась для нитридных материалов группы III. Учитывалось рассеяние на деформационном потенциале акустических фононов, на полярных оптических фононах, а также рассеяние на ионизированных примесях. Рассматривались низкие электронные концентрации, когда электрон-электронным взаимодействием можно пренебречь. Такая ситуация реализуется в компенсированных объемных полупроводниках. Зонная структура исследуемого класса полупроводников имеет ряд особенностей: большая энергия оптического фонона, сильное взаимодействие электронов с полярными оптическими фононами, большая эффективная масса электронов, что позволяет не учитывать междолинные переходы в рассматриваемых полях.

В указанных полупроводниках кинетические характеристики электронов имеют ряд интересных особенностей. Мы установили, что для GaN при низких температурах и в умеренных электрических полях 100–500 В/см средняя энергия электронов (и продольный коэффициент диффузии) насыщается, в то же время, для дрейфовой скорости наблюдается “второй омический” участок (рис. 1) [6, 7]. При этих условиях релаксация импульса происходит на ионизированных примесях, а релаксация энергии обусловлена в основном интенсивным испусканием оптических фононов. Функция распределения электронов все еще квазиизотропна (рис. 2).

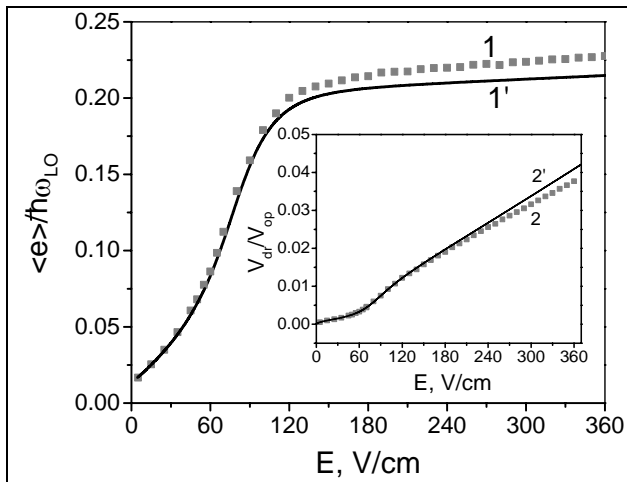


Рис.1. Зависимость средней энергии электронов от поля: 1 – метод Монте Карло, 1' – аналитический расчет. Кривые получены для GaN при  $T=10$  К, концентрациях примесей и электронов, равных  $10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  и  $10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  соответственно.

На вставке показана дрейфовая скорость как функция поля в единицах  $V_{op} = \sqrt{2\hbar\omega_{LO} / m^*}$ ,  $\hbar\omega_{LO}$ -энергия оптического фонона: 2 – метод Монте Карло, 2' – аналитический расчёт.

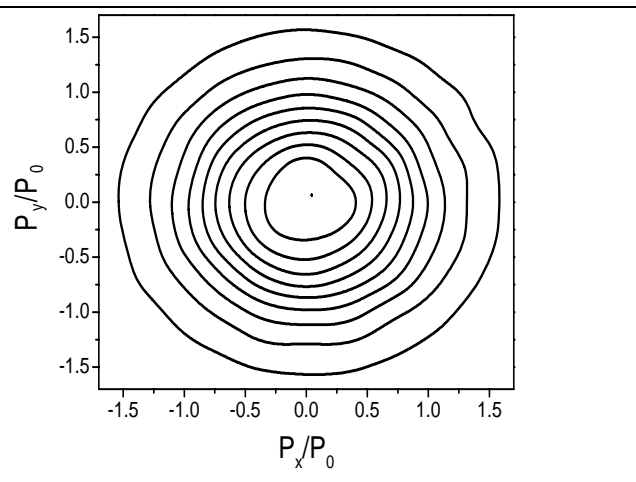


Рис. 2. Уровни постоянного значения функции распределения в импульсном пространстве для  $E = 100$  В/см. Поле направлено вдоль оси X. Импульс выражен в единицах  $p_0 = \sqrt{2m^*\hbar\omega_{LO}}$ , где  $\hbar\omega_{LO}$ -энергия оптического фонона

С целью проверки результатов моделирования проведен аналитический расчет функции распределения и кинетических характеристик. В интервале умеренных полей аналитическое решение кинетического уравнения может быть получено в рамках диффузионного приближения. Отметим, хорошее совпадение результатов в слабых полях (кривые 1–1' и 2–2'). Различие результатов начинает проявляться в более сильных полях, при которых формируется существенная анизотропия функции распределения. При этом применение диффузионной модели некорректно. Существование протяженного участка квазинасыщения средней энергии при росте дрейфовой скорости соответствует постоянному уровню шумов горячих электронов и увеличению отношения сигнал/шум. Эти особенности могут использоваться при разработке высокочувствительных фотодетекторов.

1. Jacoboni C., Reggiani L. // Rev. Mod. Phys. – 1983. – V. 55, №3. – P.645.
2. Fawcett W., Boardman A.D., Swain S. // J. Chem. Solids. – 1970. – V. 31, №9. – P. 1963.
3. Rees H.D. // J. Phys. Chem. Solids. – 1969. – V. 30, №3. – P.643.
4. Reklaitis A.// Phys. Lett. A. – 1982. – V.88, №7. – P. 367.
5. Барейкис В., Матуленис А., Пожела Ю. Диффузия горячих электронов. – Вильнюс: Мокслас, 1981.
6. Рабинович Р.И. // ФТП. – 1969. – Т. 3, №7. – С.996
7. Восиллюс И.И., Левинсон И.Б. // ЖЭТФ. –1966. – Т. 50. – С.1661.

# Адсорбційні властивості газочутливого МДН сенсора на основі пористого кремнію

Солнцев В.С.

Інститут фізики напівпровідників НАНУ ім. В.Є. Лашкарьова, [solarstar@ukr.net](mailto:solarstar@ukr.net)

Досліджено вплив сірководню низьких концентрацій на адсорбційні властивості газочутливого МДН сенсора з шаром пористого кремнію та паладію при кімнатній температурі. В даній роботі розглянуто технологію формування МДН сенсора, досліджено кінетичні залежності зміни вихідного сигналу зразка під впливом сірководню різних концентрацій, побудовано ізотерму адсорбції та розраховано основні енергетичні параметри адсорбції сірководню в даній системі. Запропонований фізичний механізм, який пояснює явища, що спостерігалися.

Детектування та визначення низьких концентрацій екологічно шкідливих газів є важливою науково-технічною задачею. Одним з таких газів є сірководень, тому важливість вирішення цієї задачі пов'язана з необхідністю реєстрації витоків сірководню в багатьох технологічних процесах: видобуток та переробка нафти, газу, зберігання та переробка продуктів на харчових підприємствах, екологічного контролю навколишнього середовища. Напівпровідникові газові МДН сенсори з шаром пористого кремнію (ПК) мають перевагу за рахунок великої внутрішньої поверхні ПК ( $200-500 \text{ m}^2/\text{cm}^2$ ), яка підсилює адсорбційні властивості структури, простоти і дешевизни технології виготовлення сумісної з кремнієвою КМОН технологією та можливістю створення мультисенсорних масивів [1].

Зразки пористого кремнію отримували методом електрохімічного травлення монокристалічних пластин кремнію (с-Si) легованих бором ( $N_A=4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) з орієнтацією (100) при густині струму  $j=5 \text{ mA/cm}^2$  [2]. Використовувався розчин плавикової кислоти HF(48%) та етилового спирту  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  в співвідношенні 4:1 (HF~80%). Шари мезопористого кремнію відразу після виготовлення були відпалені при температурі  $450^\circ\text{C}$  в слабоокислюючому середовищі (~20%  $\text{O}_2$ +80% Ar). Плівки паладію товщиною ~50 нм наносили на поверхню окисленого мезопористого кремнію методом магнетронного розпилення. Кінетичні характеристики  $C_{\text{FB}}(t)$  структур Pd –  $\text{SiO}_x$  –  $\text{Si}_{\text{мезопор}}$  – с-Si вимірювалися при фіксованому тиску сірководню. Дослідження ізотерм адсорбції сірководню було проведено в діапазоні концентрацій  $5 \div 50 \text{ ppm}$  в атмосфері повітря при кімнатній температурі.

Авторами робіт [3-5] було показано, що шаруваті структури виготовлені на основі пористого кремнію з шаром паладію проявляють високу чутливість до адсорбції воднемістких молекул ( $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ). Тому було проведено експеримент по вивченню впливу сірководню низьких концентрацій на газочутливу МДН структуру на повітрі. На відміну від раніше виготовлених нами структур, дані зразки після нанесення плівки паладію піддавались термообробці в вакуумі. Ця технологічна операція привела до покращення межі поділу паладій-ПК та додатково очистила поверхню паладію, що в результаті дало змогу отримати чутливу та селективну структуру до дії сірководню на повітрі.

На рис.1 показані кінетичні залежності МДН-структури до дії сірководню в діапазоні 5-50 ppm. На вставці схематично зображений газочутливий МДН сенсор. Встановлено, що навіть при малих концентраціях сірководню (~5 ppm) структура має високу швидкодію: час відгуку становить  $\leq 10$  сек. На рис.2 показана ізотерма адсорбції в діапазоні 5 – 50 ppm. Видно, що структура проявляє високу активність до дії низьких концентрацій сірководню  $\leq 5 \text{ ppm}$  та при збільшенні концентрації ізотерма поступово виходить на насичення. Механізм газової чутливості даних структур полягає в тому, що

при адсорбції сірководню на поверхні паладію відбувається дисоціація молекули з утворенням атомарного водню, який дифундує на межу поділу паладій-ПК, де утворює дипольний шар, що і приводить до зміни ємності сенсора.

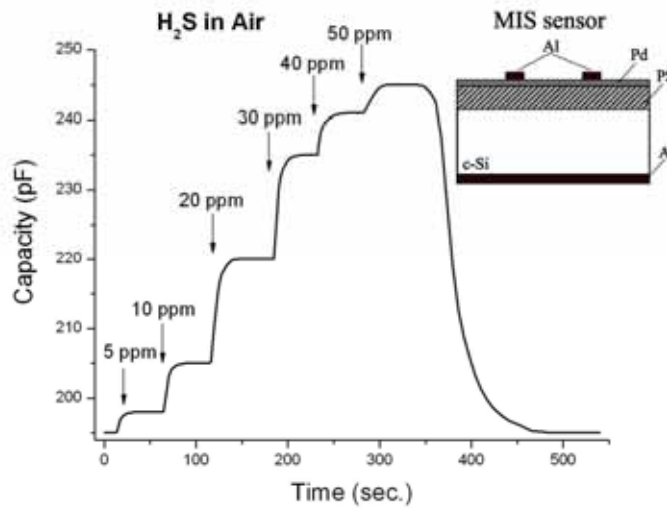


Рис. 1

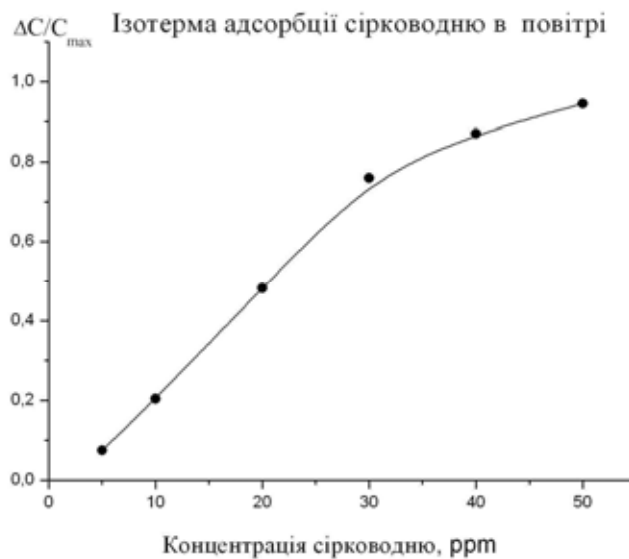


Рис. 2

1. Quercia L., Cerullo F., Ferrara V.La, Francia G.Di, C Baratto., Fagilia G. // *Physica status solidi (a)* V. – 2000. – V.182, Issue 1. – P. 473-477
2. Gorbanyuk T.I., Evtukh A.A., Litovchenko V.G., V Solntsev.S. // *Thin Solid Films*. – 2006. – V.495. – P.134-138.
3. Биленко Д.И., Белобровая О.Я., Жаркова Э.А., Мысенко И.Б., Хасина Е.И.// *Физика и техника полупроводников*. –2002. – Т. 34, № 4. – С. 490 – 495
4. Скришевський В.А., Гаврильченко І.В., Кузнецов Г.В., Дяченко С.А. // *Український фізичний журнал*. – 2006. – № 5. – С. 460 – 466.
5. Литовченко В.Г., Горбанюк Т.І., Євтух А.А., Пахлов Є.М., Солнцев В.С. // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2006. – №1. – С. 60-67.

# Nanoporous spinel-type electroceramics for environment sensors probed by positron annihilation method

Klym H.I.

*Lviv Polytechnic National University, 12, Bandera str., 79013, Lviv, Ukraine*

*Institute of Materials of Scientific Research Company "Carat",*

*202, Stryjska str., 79031, Lviv, Ukraine*

*phone: +38 0322 65-23-64; fax: +38 0322 97-94-35*

*e-mail: [klymha@yahoo.com](mailto:klymha@yahoo.com)*

Nanoporous spinel-type electroceramics based on magnesium aluminate  $MgAl_2O_4$  and mixed transition-metal manganites  $(Cu,Ni,Co,Mn)_3O_4$  have been used as one of the most perspective materials for humidity and temperature sensors [1]. Because of significant complications in the structure of these ceramics revealed at the levels of individual grains, intergrain boundaries and pores, the further progress in this field is dependent on the development of new characterization techniques, which can be used in addition to traditional ones. This concerns, in part, the positron annihilation, the method only recently applied to fine-grained powders and ceramics [2].

The main aim of this work is to develop a meaningful interpretation of positron annihilation characteristics for nanoporous functional electroceramics at the example of humidity-sensitive  $MgAl_2O_4$  and temperature-sensitive  $(Cu,Ni,Co,Mn)_3O_4$  spinel-type ceramics.

The investigated ceramic samples were obtained with conventional sintering route [3], the maximal temperature being 1100-1400 °C for  $MgAl_2O_4$  and 1100 °C for  $(Cu,Ni,Co,Mn)_3O_4$  ceramics. For data of X-ray analysis, the mixed transition-metal manganite ceramics are preferentially of single spinel-like phase, while the magnesium aluminate ones contain an additional phases such as MgO and  $\alpha-Al_2O_3$  oxides in addition to main spinel.

Experimental positron annihilation measurements were performed with an ORTEC spectrometer using  $^{22}Na$  source placed between two identical ceramics samples. The obtained spectra were fitted by LT program in terms of mixed single positron trapping and ortho-positronium (o-Ps) decay modes. We used a few measured PAL spectra for the investigated pair of samples. Each spectrum was multiply treated owing to slight changes in the number of final channels, background of annihilation and time shift. The best results were selected on the basis of weighted least-squares deviation between experimental points and theoretical curve. In such a way, we obtained the numerical annihilation parameters (positron lifetimes and intensities) which correspond strongly to the annihilation of positrons only in the samples of interest.

It is shown that the positron annihilation in nanoporous electroceramics with spinel structure can be developed in terms of unified multi-channel model involving discrete positron trapping and o-Ps decay modes, the best fitting being achieved for three independent components. The shortest component in the lifetime spectra (0.18-0.22 ns) reflects mainly microstructure specificity of the spinel structure with character octahedral and tetrahedral cation vacancies. The extended defects near grain boundaries are supposed to be responsible for middle component at the level of 0.4 ns. The third component with 1.6-1.9 ns lifetimes is due to so-called "pick-off" annihilation of o-Ps in the intergranular pores.

In addition, positron trapping in defects for spinel-type electroceramics depends on their structural perfectiveness.

1. Nambissan P.M.G., Upadhyay C., Verma H.C. // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93 (10). – P. 6320.
2. Staab T.E.M., Krause-Rehberg, Mater R. // Sci. Forum. – 1997. – V.255-257. – P. 497.
3. Vakiv M., Shpotyuk O., Mrooz O., Hadzaman I. // J. Europ. Ceram. Soc. – 2001. – V. 21. – P. 1783.

## Синтез та дослідження фізичних властивостей напівпровідникових сполук селеніду індію

Маринюк Т.С., Стрілковська Л.А., Криськов Ц.А.  
*Кам'янець-Подільський державний університет,  
e-mail: fizkaf@ua.fm*

Однією з важливих задач сучасної мікроелектроніки є створення фотоприймачів в області спектра 0,6-1,1 мкм. Перспективним матеріалом для цього може бути селенід індію. Зокрема, гетеропереходи pInSe–nZnSe здатні працювати в умовах підвищеної радіації [1,2]. Проте, багато задач створення таких пристроїв залишається вирішеними на недостатньому рівні. Через це відтворюваність вольт-амперних характеристик виявляється недостатньою. Однією з причин цього може бути залежність електричних параметрів селеніду індію від технологічних умов синтезу, способів їх підготовки та хімічного складу сполуки.

В цій роботі описано залежність електричних властивостей селеніду індію від умов його синтезу та хімічного складу. Сполуки синтезовані у замкнених системах (кварцових ампулах) методами прямого сплавлення та хімічного транспорту. Використані речовини чистотою В4 та транспортний агент (NH<sub>4</sub>Cl) марки ЧДА, який перед завантажуванням обезводнювався. Концентрація транспортного агента не перевищувала 4 мг/см<sup>3</sup>.

Температурні умови синтезу оцінені обчисленням значень константи хімічної рівноваги методами хімічної термодинаміки та уточнені з урахуванням розмірів та геометрії кварцових ампул.

Вакуумовані до залишкового тиску 10<sup>-4</sup> Па й герметизовані ампули розміщували у двозонних електропечах опору. Живлення електропечей та стабілізація температури у них здійснювалось з використанням високоточних регуляторів температури ВРТ-3. Температуру контролювали термopарами «хромель-алюмель». При синтезі методом прямого сплавлення електропід здійснювала не менше 50 коливань відносно горизонтального положення для кращого перемішування компонентів сполуки. У випадку хімічного транспорту різниця температур областей підвищеної та пониженої температур складала до 200 °С при довжині ампули (18 ... 20) см.

Із синтезованих злитків алмазними пилами вирізались зразки у формі паралелепіпедів. Поверхня зразків шліфувалась, полірувалась і хімічно протравлювалась. Електричні омичні контакти сформовані з використанням чистого індію. Якість контактів контролювали порівнянням опору зразків при зміні напругу струму в них та вимірюванням їх термоерс, яка не перевищувала 0,1 mV при короткочасному освітленні кварцовою лампою потужністю 150 Вт з відстані 0,2 м. Всі зразки мали електронний тип провідності.

Виміряні значення питомого опору зразків та коефіцієнти термоерс. Для дослідження термоелектричних властивостей використані притисні електричні контакти. Верхній край зразка нагрівався, а нижній знаходився при незмінній температурі. Температуру країв зразка вимірювали диференційною термопарою «хромель-алюмель», а величину термоерс – мілівольтметром В6-21. Графічні залежності величини термоерс від різниці температур країв зразків мали прямолінійний характер для прямого та інверсного нагрівання. Встановлено, що величина коефіцієнту термоерс має найбільше значення для зразків, синтезованих методом хімічного транспорту.

Із температурних залежностей зміни опору зразків оцінені числові значення локальних енергетичних рівнів, відповідальних за рівноважну електропровідність у діапазоні температур (300 ... 600)К. Результати вимірювань наведені у таблиці.



Числові значення питомого опору, коефіцієнта термоерс та енергії активації енергетичних рівнів для зразків селеніду індію

Сполука	$\rho$ , Ом·м	$\alpha$ , мкВ/°С	E, eВ
InSe	5,9	170	0,466
InSe (NH <sub>4</sub> Cl)	2,1	320	0,56
In <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	0,1	230	0,47
In <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> (NH <sub>4</sub> Cl)	0,103	220	0,36

1. Янчук О. Властивості гетеропереходів InSe-ZnSe // Вісник Львів. УН-ТУ. – 2005. – № 38. – С. 882-884.
2. Ковалюк З.Д., Катеринчук Н.В., Политанская О.А., Сидоров О.Н., Хомяк В.В.. Влияние гамма-облучения на свойства InSe-фотодиодов // Письма в ЖТФ. – 2005. – том 31, вып. 9. – С.1-6.

## Вплив умов осадження плівок $\text{CuInS}_2$ методом піролізу на їх ріст і товщину

Тимків О.М. \*, Орлецький І.Г., Горлей П.М.

Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича, Чернівці, Україна.

\*Кам'янець-Подільський державний університет, Кам'янець-Подільський, Україна.

e-mail: fizkaf@ua.fm

Халькопіритні матеріали типу  $\text{A}^{\text{I}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}^{\text{VI}}$  отримали широкий інтерес завдяки їх застосуванню в різних електронних приладах. Серед таких напівпровідникових сполук  $\text{CuInS}_2$  є одним з перспективних і порівняно дешевих потрійних сполук для їх застосування в тонкоплівкових сонячних елементах. Здешевлення матеріалу досягається за допомогою застосування методу пульверизації з наступним піролізом, який оснований на розпиленні на нагріту підкладку водних розчинів солей  $\text{CuIn}_2$ ,  $\text{InCl}_3$ ,  $(\text{NH}_2)_2\text{Cs}$  (тіомочевини). Блок-схема експериментальної установки, яка використовувалась нами, показана на рис.1.

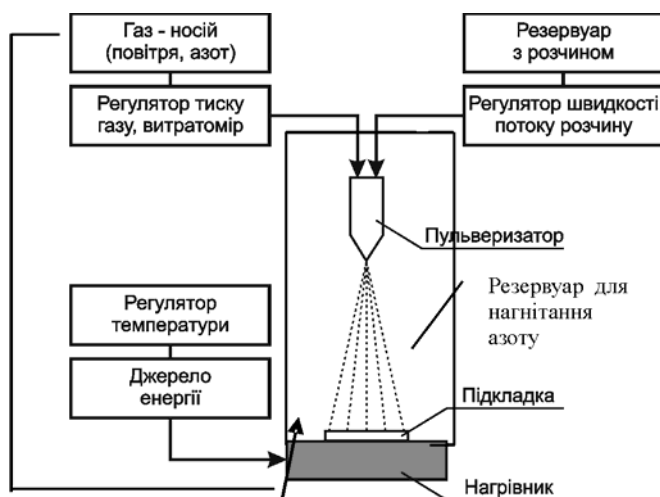


Рис.1. Експериментальна блок-схема установки для нанесення плівок методом пульверизації.

В даній роботі приведені результати досліджень технологічних режимів отримання плівок  $\text{CuInS}_2$ . Молярне співвідношення тіомочевини в розчині змінювалось в межах від 3,7 до 4,2 для  $[\text{S}]/[\text{Cu}]$  і від 0,8 до 4,2 для молярних пропорцій  $[\text{Cu}]/[\text{In}]$  відповідно. В якості підкладок вибирали сітал, кварцове скло і оптичне скло. Варто відмітити, що перед напиленням поверхня підкладок піддавалась хімічній обробці. Температура підкладок вибиралась в межах від 250 до 420 °С. В якості газу-носія застосовували азот, крім того в процесі напилення азотом проводили обдув плівок в замкнутому контурі. Такий процес застосовували для виключення можливого захоплення плівками молекул кисню з повітря, що призводить, за даними X – променевого дослідження, до утворення додаткових фазових включень.

Встановлено, що товщина отриманих плівок і, відповідно, їх ріст суттєво залежить як від типу і температур підкладок, так і швидкості розпилення аерозолу, оптимальна величина якої досягалась при тиску азоту 0,2-0,25 кг/с/см<sup>2</sup>. Для візуального дослідження поверхні та вимірювання товщини непрозорих плівок використовувався метод багатопроменевої інтерференції. В якості мікроскопа використовувався мікроінтенферометр Лінника МІІ-4. Згідно даних, приведених на рис.2, середня товщина плівок змінювалась від 0,6 мкм (в області високих температур) до 0,97-1,4 мкм (в області низьких температур).

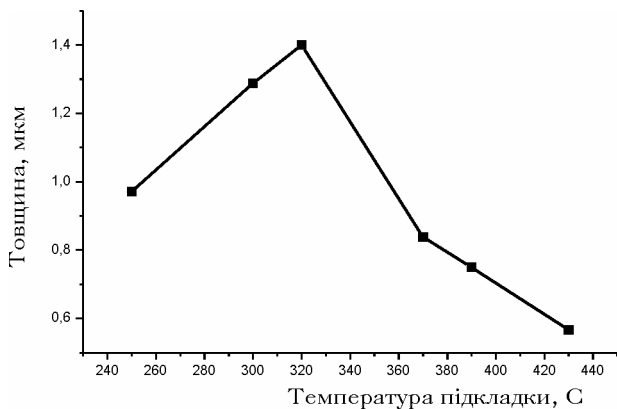


Рис.2. Зміна товщини плівок  $\text{CuInS}_2$  в залежності від температури підкладки.

Досліджено, що за допомогою технологічних параметрів: зміною температури підкладки, часу наплення та молярного складу розчину, можна керувати величиною коефіцієнту оптичного пропускання. Результати досліджень спектральної залежності коефіцієнту пропускання в залежності від технологічних умов осадження показані на рис. 3.

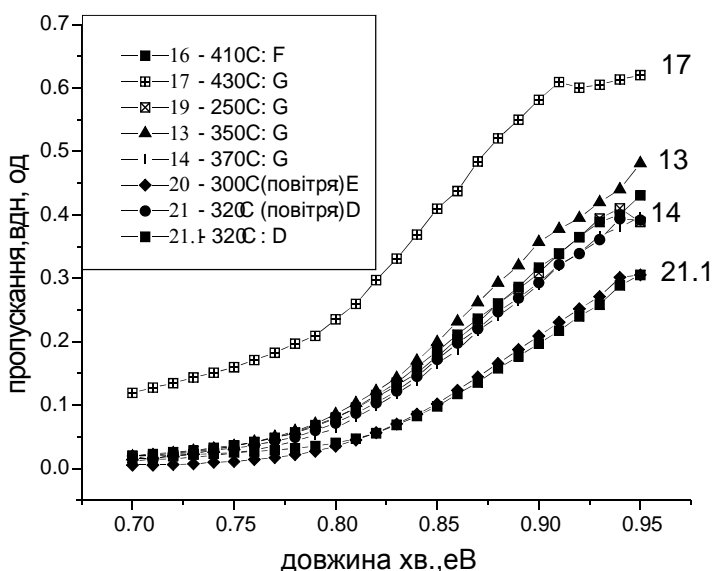


Рис.3. Спектральна залежність коефіцієнту пропускання плівок  $\text{CuInS}_2$ .

Спектр пропускання плівок  $\text{CuInS}_2$  вимірювали за допомогою дифракційного монохроматора МДР-23 в діапазоні довжин хвиль від 0,5 до 1,0 мкм. Крім того, дослідження спектрів поглинання дало можливість визначити ширину забороненої зони напівпровідника, яка для виготовлених нами плівок, знаходиться в межах від 1,3 eV до 1,53 eV в залежності від молярного складу і температури підкладки, що відповідає літературним даним.

Якість плівок контролювалась X – променевими методами в залежності від технологічних умов наплення і підтверджено, що отримані плівки  $\text{CuInS}_2$ , на підкладках сіталу при співвідношеннях компонентів у розчині  $[\text{S}]/[\text{Cu}] = 3,9$ ,  $[\text{Cu}]/[\text{In}] = 1$  відповідають халькопіритній структурі  $\text{CuInS}_2$ .

На основі отриманих плівок  $\text{CuInS}_2$  створений лабораторний зразок гетеропереходу  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-CdS/CuInS}_2\text{-In}_2\text{O}_3$ , досліджені його вольт-фарадні і оптичні характеристики. Визначені основні механізми струмопереносу в таких структурах і обговорені можливості покращення коефіцієнту фотоперетворення сонячного елемента на основі тонких плівок  $\text{CuInS}_2$ .

# Моделювання рідкофазової епітаксії шарів твердих розчинів $Cd_xHg_{1-x}Te$

Ходаківський В.В.

*Житомирський державний технологічний університет:*

*Черняхівського 103, 10005 Житомир, Україна.*

*E-mail: moskvin@us.ztu.edu.ua, Тел.: 8(0412) 37-46-17*

Шари твердих розчинів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  товщиною в декілька мікрметрів широко використовуються в якості активних середовищ приймачів інфрачервоного випромінювання. Такі матеріали отримують за допомогою методу рідкофазової епітаксії (РФЕ), для проведення якої необхідно володіти кількісною інформацією щодо параметрів вибраної системи. Отримання подібної інформації емпіричним шляхом вимагає значних часових і матеріальних витрат. У даній роботі представлена теоретична модель, що дозволяє прогнозувати умови отримання шарів твердих розчинів напівпровідникових систем  $A^2B^6$  із наперед заданими параметрами.

В основі запропонованої моделі лежить припущення про наявність термодинамічної рівноваги на межі середовищ “кристал-розплав”. Тому в рамках уявлень про існування в рідкій фазі набору комплексів різного складу (поліасоціативна модель) [1-2] можна записати рівняння фазових рівноваг системи  $Cd - Hg - Te$ :

$$\Delta S_j^F (T_j^F - T) / RT + \Delta C_j^F \left[ (T - T_j^F) - T \ln \frac{T}{T_j^F} \right] / RT + \ln \left( \frac{x_A \cdot x_{Te}}{x_A^{Sl} \cdot x_{Te}^{Sl}} \right) = \ln \gamma_j x_j^S$$

$$RT \cdot \ln \gamma_j = \alpha^S (1 - x_j^S); \quad j = CdTe, HgTe; \quad \frac{x_A^p x_{Te}^q}{x_{A_pTe_q}} = K_{pq}(T), \quad (1)$$

де  $X_A, X_{Te}$  – атомні долі компонента  $A = Cd, Hg$  і телуру в розплаві,  $x_{A_pTe_q}$  – мол. долі комплексу  $A_pTe_q$  в рідкій фазі,  $K_{pq}$  – константа дисоціації комплексу  $A_pTe_q$ ;  $\Delta C_j, T^F, \Delta S^F$  – мольні теплоємності, температура і ентропія плавлення сполуки  $j$ . Індекс  $St$  відноситься до рідкої фази стехіометричного складу;  $\gamma_j, \alpha^S$  – коефіцієнт активності компонента  $j$  та параметр взаємодії в твердій фазі;  $x^S$  – вміст твердого розчину.

Основу моделі доповнюють кінетичні уявлення, які ґрунтуються на припущенні, згідно з яким процес кристалізації обмежений дифузійним підведенням речовини до міжфазової границі. Тоді крайова задача масопереносу речовини до фронту кристалізації формується системою диференціальних рівнянь дифузії, записаних в системі координат, що рухається разом з поверхнею розділу та умовою збереження речовини при її переході через міжфазну границю [3]:

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 x_i}{\partial z^2} + \frac{C_s}{C} V \frac{\partial x_i}{\partial z}; \quad \frac{C_s}{C} V (x_{S,i}^0 - x_i^0) = D_i \frac{\partial x_i(0,t)}{\partial z}, \quad (2)$$

де  $x_{s,i}^0, x_i^0$  – рівноважні концентрації компонентів на міжфазній границі з боку твердої та рідкої фази,  $D_i \frac{\partial x_i}{\partial z}$  – потоки компонентів в околі границі розділу до фронту кристалізації;

$V(t)$  – швидкість росту;  $\frac{C_s}{C}$  – відношення мольних густин твердої та рідкої фаз;  $i = Cd, Hg$ ;  $z$  – координата, напрямлена вглиб розплаву.

Вказані рівняння розв'язувалися чисельними методами з використанням виразів (2), справедливих при ізотермічній РФЕ, як початкових умов [3]:

$$x_{S,i}^0 - x_i^0 = \frac{x_i^\infty - x_i^0}{\sqrt{\pi}(\lambda / \Delta_i^{1/2}) \cdot \exp(\lambda^2 / \Delta_i) \cdot \operatorname{erfc}(\lambda / \Delta_i^{1/2})} \lambda = \frac{C_S}{C} \cdot \left( \frac{t}{D_{Hg}} \right)^{1/2} \cdot V(t); \quad (3)$$

де  $x_i^\infty$  - рівноважні концентрації компонентів у вихідному об'ємі розплаву;  $D_i, \lambda = \text{const}$  - коефіцієнт дифузії компонента  $i$  та параметр швидкості росту;  $\Delta_i = D_i / D_{Hg}$ .

Представлені вирази, разом з рівняннями фазових рівноваг (1) складають нонваріантну систему рівнянь, яка повністю описує кінетику процесу кристалізації трикомпонентного твердого розчину.

На рис. 1, 2 представлені результати проведених розрахунків разом з експериментальними даними робіт [4,5].

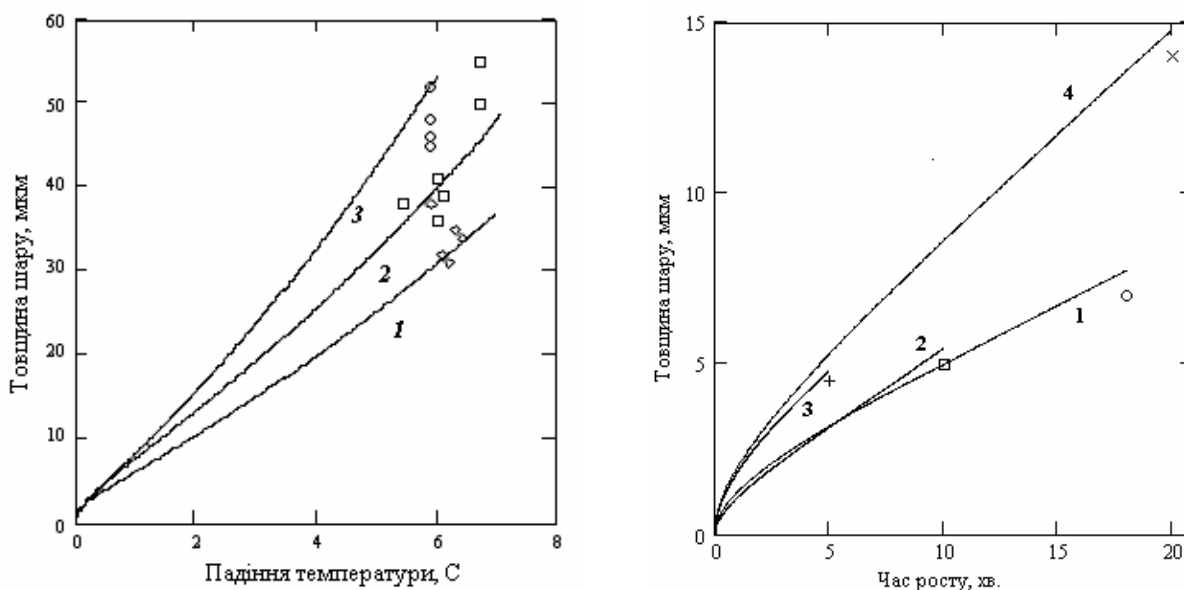


Рис.1. Залежність товщини вирощеного шару від падіння температури при рівномірному охолодженні переохолодженої на  $2^{\circ}\text{C}$  системи  $\text{Cd} - \text{Hg} - \text{Te}$  зі швидкостями  $0.25^{\circ}\text{C/хв.}$ , (1,  $\diamond$ ),  $0.13^{\circ}\text{C/хв.}$  (2,  $\square$ ),  $0.05^{\circ}\text{C/хв.}$  (3,  $\circ$ ).  $x = 0.23$ .

Рис.2. Залежність товщини вирощеного шару від часу росту. Температура ліквідуса  $462^{\circ}\text{C}$ ,  $x = 0.88$ . 1 - температура росту  $T = 455^{\circ}\text{C}$ , швидкість росту  $v = 0.25^{\circ}\text{C/хв.}$ ( $\circ$ ), 2 -  $T = 456^{\circ}\text{C}$ ,  $v = 0.54^{\circ}\text{C/хв.}$ ( $\square$ ), 3 -  $T = 452^{\circ}\text{C}$ ,  $v = 0.56^{\circ}\text{C/хв.}$ ( $+$ ), 4 -  $T = 450^{\circ}\text{C}$ ,  $v = 0.53^{\circ}\text{C/хв.}$ ( $\times$ ).

Достатньо задовільна відповідність експериментальних даних обрахункам, проведеним згідно представленої моделі дає підставу вважати останню застосовною для визначення умов проведення РФЕ шарів твердих розчинів системи  $\text{A}^2\text{B}^6$  для різних температурно-часових режимів росту.

1. Moskvina P.P., Rashkovets'kyi L.V., Khodakovskiy V.V. // Semicond. Physics Quantum Elect. & Optoelectronics. – 2006. – V.9. N 3. – P.12.
2. Москвін П.П., Рашковецький Л.В. // ЖФХ. – 2006. – Т.80. N 9. – С.1562
3. Small M.B., Ghez R. // J. Appl. Phys. – 1979. – V. 50. N 8. – P.5322
4. J.A. Mroczkowski, H. R. Vydyanath // J. Electrochem. Soc. – 1981. – V. 128. N 3.
5. A. Lusson, R. Triboulet // J. Crystal Growth. – 1987. – V. 85. – P. 503-509.

# Особливості електричних і фотоелектричних властивостей діодів на основі CdTe

Левицький С.М., Гнатюк В.А., Власенко О.І., Lambropoulos Н.<sup>1</sup>, Аокі Т.<sup>2</sup>

*Інститут фізики напівпровідників НАН України імені В.С. Лашкарьова  
03028, м. Київ, пр. Науки 45 тел.: 525-84-37 E-mail: [levytskyi@ua.fm](mailto:levytskyi@ua.fm)*

<sup>1</sup>*Technological Educational Institute of Halkis  
Psahna, Evia, GR 34400, Greece*

<sup>2</sup>*Research Institute of Electronics, Shizuoka University,  
3-5-1 Johoku, Hamamatsu 432-8011, Japan*

Серед напівпровідникових сполук А<sup>II</sup>В<sup>VI</sup> телурид кадмію займає визначне місце як матеріал, що використовується для створення детекторів різного роду іонізуючого випромінювання [1-2]. Дослідженню електричних, оптичних і фотоелектричних властивостей кристалів CdTe і діодних структур на його основі приділяють багато уваги у зв'язку з пошуком шляхів створення неохолоджуваних детекторів ядерного випромінювання з оптимальними параметрами [3].

У роботі наведені результати досліджень електричних та фотоелектричних властивостей зразків CdTe, отриманих за технологією низькотемпературного синтезу, а також діодних структур на їх основі.

Для виготовлення діодів використовували монокристалічні пластини розміром 5 × 5 × 0,5 мм<sup>3</sup> з питомим опором  $\rho = (2 - 4) \cdot 10^9$  Ом·см при кімнатній температурі. Електричні контакти (In, Au) наносили методом термічного напилення у вакуумі. In контакт опромінювали наносекундними імпульсами ексимерного KrF лазера.

Досліджувалися вольт-амперні характеристики (ВАХ), вольт-фарадні характеристики (ВФХ), спектри фотопровідності (ФП) кристалів та діодних структур In/CdTe/Au. Із графічних залежностей ВАХ можна зробити висновок, що за допомогою лазерного опромінення в залежності від умов обробки зразків (потужності імпульсів, дози опромінення тощо) можна змінювати електричні характеристики кристалів, зокрема, формувати діодні структури з високим коефіцієнтом випрямлення.

Аналіз спектрів ФП кристалів CdTe та діодних структур In/CdTe/Au виявив, що максимум ФП діоду зміщений в довгохвильову область на 15 нм відносно максимуму ФП кристалу. У спектрах ФП діодних структур при прямих напругах 1 В та 10 В та зворотніх зміщеннях 10 В та 50 В максимум ФП спостерігався при довжині хвилі 860 нм, а при струмі короткого замикання – при 856 нм. ВФХ діодних структур In/CdTe/Au, виміряні при різних частотах, мали подібну форму, але відрізнялися значенням сигналу.

Показано, що виготовлені діодні структури можуть бути ефективними для детектування рентгенівського випромінювання.

1. Desnica U.V. Doping limits in II-VI compounds – challenges, problems and solutions // Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. – 1998. – V.36, No 4. – P. 291-357.
2. Takahashi T., Biswajit P., Hirose K., Matsumoto Ch., Ohno R., Ozaki T., Mori K., Tomita Y. High-resolution Schottky CdTe diode for hard X-ray and gamma-ray astronomy // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1999. – V.436, Issues 1-2. – P. 111-119.
3. Schlesinger T.E., Toney J.E. Yoon H., Lee E.Y., Brunett B.A., Franks L., James R.B. Cadmium zinc telluride and its use as a nuclear radiation detector material // Materials Science and Engineering. – 2001. – V. 32. – P. 103-189.

# Новий метод розрахунку термометричних характеристик широкодіапазонних діодних сенсорів температури

Іващенко О.М.

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України,  
т.525-56-70, e-mail: [iva@isp.kiev.ua](mailto:iva@isp.kiev.ua)

Градування термодіодів вимагає проведення вимірювань з малим температурним кроком, складних процедур апроксимації. Наприклад, для розроблених в Інституті фізики напівпровідників кремнієвих термодіодів типу ПТД-1, термометрична характеристика (ТМХ) та температурна чутливість яких зображена на рис. 1, повна процедура градування в температурному діапазоні 4,2...300 К передбачає вимірювання в 70-ти температурних точках, що потребує значних матеріальних затрат.

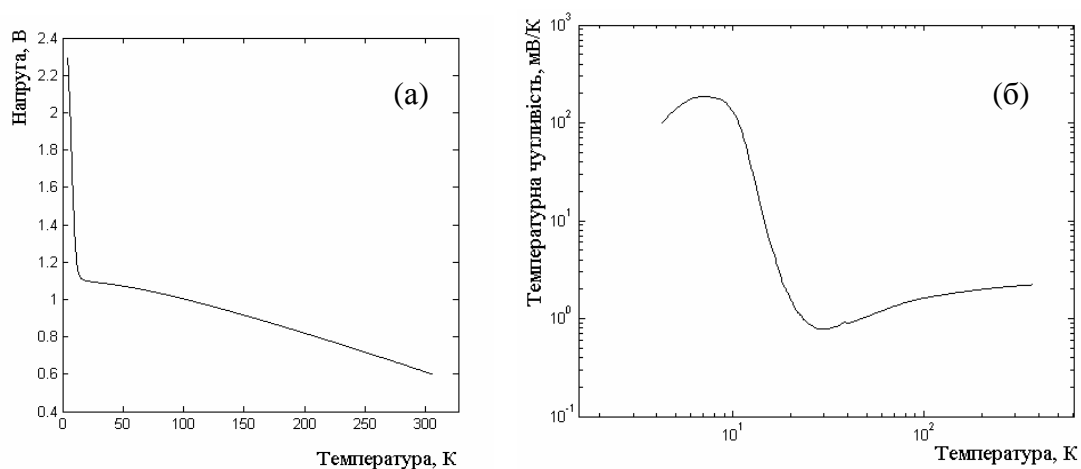


Рис. 1. Термометрична характеристика (а) та температурна чутливість (б) кремнієвого термодіода типу ПТД-1 в діапазоні 4,2...300 К. Робочий струм 1 мкА.

В той же час, для кремнієвих термодіодів є характерним відтворюваність та взаємозамінність датчиків одного типу. Це дає змогу спростити процедуру градування за рахунок використання накопичених даних про форму та особливості ТМХ. Найпростішим підходом до спрощення градування є використання типової (стандартної) для даного типу сенсорів ТМХ  $U_{st}(T)$ , яка може бути розрахована як усереднена залежність спаду напруги на термодіоді  $U$  від температури  $T$ :

$$U_{st}(T) = \frac{\sum_{k=1}^n U_k(T)}{n}, \quad (1)$$

де  $U_k(T)$  - ТМХ  $k$ -го термодіода з вибірки об'ємом  $n$ .

За літературними даними [1], точність такого підходу може становити від кількох десятих до кількох кельвінів. Для зменшення похибки необхідно проводити наближення стандартної ТМХ до індивідуальної для конкретного сенсора за результатами вимірювань.

Існує кілька методів наближення стандартної ТМХ до індивідуальної, метою яких є досягнення найвищої точності розрахунку при мінімальній кількості вимірювальних точок. В роботі [2] описано метод, який використовується для наближення стандартної ТМХ кремнієвих термодіодів за вимірюваннями в 1, 2 або в 3-х температурних точках. Метод полягає в корекції середнього нахилу та зміщення стандартної ТМХ відносно індивідуальної.

Даний метод не є універсальним і використовується для розрахунку ТМХ термодіодів лише однієї серії DT400 виробництва фірми Lake Shore Cryotronics, Inc. Існує також підхід, який ґрунтується на використанні деякої функції девіації, розрахованої в результаті усереднення особливостей ТМХ вибірки датчиків досліджуваного типу [3]. Головним недоліком існуючих методів наближення індивідуальної ТМХ є неможливість прогнозу точності розрахунку. Висновки про похибку можна зробити лише на основі експериментального порівняння результатів розрахунків з результатами градування значної кількості сенсорів. Дана робота присвячена розробці методу наближення стандартної ТМХ до індивідуальної, який дозволяє підвищити точність розрахунку ТМХ і прогнозувати похибку такого розрахунку.

В основу розробленого методу покладено представлення відхилення ТМХ для сукупності термодіодів від стандартної ТМХ в довільній температурній точці  $T$  як випадкової величини:

$$\Delta U(T) = U(T) - U_{st}(T). \quad (2)$$

Провести розрахунок  $\Delta U(T)$  за значенням цієї величини  $\Delta U(T_1)$  при температурі  $T_1$  можливо, якщо між  $\Delta U(T)$  і  $\Delta U(T_1)$  існує функціональна залежність. У випадку, якщо ця залежність лінійна, можемо побудувати регресійну модель виду:

$$U_c(T) = U_{st}(T) + \Delta U(T_1) \cdot q_1(T), \quad (3)$$

$$\text{де } q_1(T) = \frac{\sum_{k=1}^n \Delta U_k(T) \cdot \Delta U_k(T_1)}{\sum_{k=1}^n \Delta U_k^2(T_1)} - \text{коефіцієнт регресії } \Delta U(T) \text{ по } \Delta U(T_1).$$

Змінюючи  $T$  у виразі (3) в робочому діапазоні термодіода, можемо розрахувати всю ТМХ. Очевидно, що з віддаленням температури  $T$ , при якій проводиться розрахунок ТМХ, від температурної точки вимірювання  $T_1$  зв'язок між  $\Delta U(T)$  і  $\Delta U(T_1)$  слабшає, і точність моделі зменшується. Якщо збільшити кількість точок вимірювання до  $N > 1$ , отримаємо множину регресійну модель:

$$U_c(T) = U_{st}(T) + \sum_{i=1}^N [\Delta U(T_i) \cdot q_i(T)], \quad (4)$$

де  $q_i(T)$  - температурна залежність часткового коефіцієнта регресії  $\Delta U(T)$  по  $\Delta U(T_i)$ . Важливою перевагою моделі наближення ТМХ у вигляді (4), в порівнянні з описаними в літературі, є можливість оцінки точності розрахованої ТМХ за вибірковими даними, які використані при розрахунку  $q_i(T)$  та вимірними значеннями  $\Delta U(T_i)$ .

В представлений роботі розглянуто умови застосовності розробленого методу, а також результати його практичного використання для розрахунку ТМХ термодіодів типу ПТД-1. Експериментальні дослідження ефективності методу показали, що вимірювання термометричної характеристики в точках 4,2 К, 77,35 К та 273,15 К дозволяють розрахувати ТМХ в діапазоні температур 50...300 К з похибкою не гірше 0,05 К, а в діапазоні 4,2...50 К не гірше за 0,2 К. Така точність розрахунку ТМХ краща ніж для існуючих аналогічних методів та достатня для більшості прикладних задач термометрії.

1. Temperature Measurement and Control Catalog // Cryogenic Sensors, Instruments, and Accessories. - Westerville, OH: published by Lake Shore Cryotronics, Inc., 2004. - 231 p.
2. Dodrill B.C., Krause J.K., Swinehart P.R., Wang V. Performance Characteristics of Silicon Diode Cryogenic Temperature Sensors // Applications of Cryogenic Technology. - 1991. - V. 10. - P. 85-107.
3. Nara K., Kato H., Okaji M. Derivation of optimized calibration procedures for practical thermometers. // Cryogenics. - 1995. - 35, N 5. - P. 291-295.



## Определение оптических констант тонких пленок полианилина с помощью поверхностного плазмонного резонанса

Ширшов Ю.М., Посудиевский О.Ю., Самойлов А.В., Суровцева Е.Р., Ушенин Ю.В.,  
Христосенко Р.В., Венгер Е.Ф., Мирский В.М.

*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
[www.isp.kiev.ua](http://www.isp.kiev.ua), [khristosenko@ukr.net](mailto:khristosenko@ukr.net)*

Пленки полианилина (ПАНИ) и других проводящих полимеров достаточно широко используются при создании сенсоров и сенсорных систем для регистрации аммиака в воздухе и водных растворах, алифатических спиртов, влажности, хлористого углерода и пероксида водорода хлороформа, озона и других летучих соединений, а также глицерина и целого ряда протеинов [1]. Таким образом, ПАНИ является актуальным материалом для изготовления чувствительных слоев газовых сенсоров и биосенсоров. В то же время детали физической структуры этого материала изучены недостаточно. Имеется всего несколько работ, посвященных структуре и физической организации ПАНИ и нанокompозитов на его основе (см., например, [2]).

Значительное количество сенсоров основано на измерении оптических свойств пленок ПАНИ, поскольку химическое взаимодействие анализируемых молекул с пленками на основе ПАНИ приводит к изменению его спектра поглощения, показателя преломления и даже толщины. Именно эти изменения и обуславливают основные параметры оптических сенсоров – чувствительность и селективность.

Обычно под оптическими параметрами чувствительного слоя биосенсора понимают толщину  $d$ , показатель преломления  $n$  и коэффициент экстинкции  $k$ .

**Экстракция оптических констант из ППР-кривой.** Экстракция параметров  $d$ ,  $n$  и  $k$  из измеренной экспериментальной зависимости интенсивности отраженного луча  $I_r$  от угла падения  $\varphi$  обычно осуществляется путем минимизации т.н. целевой функции  $G$  которая представляет степень различия между экспериментальной ППР-кривой и расчетной. Минимизация осуществляется перебором параметров  $n_{Au}$ ,  $k_{Au}$ ,  $d_{Au}$ ,  $n$ ,  $k$ ,  $d$  до тех пор, пока не будет достигнут минимум поверхности  $G$  в соответствующем многомерном пространстве. Для осуществления подобной операции созданы специальные программы [3].

В окрестности минимума поверхность функции  $G$  представляет узкий длинный овраг (канаву), где кривизна вдоль оврага на порядки меньше, чем поперек оврага. В частности, такой подход позволяет даже в случае пленок толщиной 3-4 нм определить параметры  $n$ ,  $k$  и  $d$  независимо в том случае, если погрешность экспериментальной кривой не превышает 1-2%. В отличие от традиционных алгоритмов, обеспечивающих наиболее быстрый спуск в минимум целевой функции, здесь используется менее экономичный, но обладающий более высоким разрешением последовательный прогон по одной из переменных (толщине) в то время как две другие координаты варьируются (например, по алгоритму Нелдера-Мида). В результате формируется дискретная зависимость величины  $G$  вдоль оврага в области минимума, после чего полученный массив аппроксимируется полиномом третьей степени для нахождения толщины, соответствующей минимуму.

В данной работе все эксперименты были проведены в атмосфере комнатного воздуха. Параметры пленки полимера определялись по такому алгоритму. В качестве первого приближения использовались параметры пленки золота, полученные на непокрытом участке, затем находились оценочные значения  $n$ ,  $k$ ,  $d$  полимера. Затем, используя оценочные значения  $n$ ,  $k$ ,  $d$  полимера проводилась корректировка параметров слоя золота (под пленкой полимера) по алгоритму [3]. Далее находились уточненные значения оптических параметров пленки. Результаты обработки более чем 30 ППР кривых, полученных на разных образцах,

суммированы на рис.1. Несмотря на большой разброс точек, совершенно четко видна тенденция уменьшения  $n$  и  $k$  по мере роста пленки ПАНИ по мере электрополимеризации. Особого внимания заслуживает показатель преломления  $n$ , который для «толстых» пленок составляет 1,1, что лишь ненамного превышает показатель преломления воздуха.

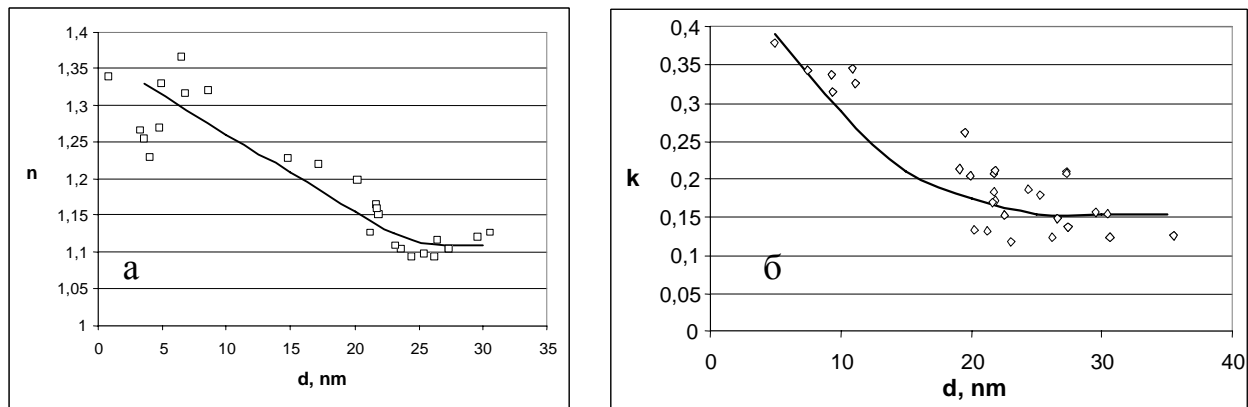


Рис.1. Зависимость оптических параметров от толщины электрополимеризованных пленок ПАНИ. Сплошная линия отражает тенденцию изменения  $n$  и  $k$ : а – зависимость показателя преломления от толщины электрополимеризованных пленок ПАНИ, б – зависимость коэффициента экстинкции от толщины электрополимеризованных пленок ПАНИ.

Объяснение указанному поведению  $n$  и  $k$  с увеличением толщины пленки ПАНИ может быть найдено в предположении о замыкании свободных концов цепей ПАНИ по мере их удлинения. Действительно, основным событием, приводящим к полимеризации анилина, является образование катион-радикала, когда заряженная положительно молекула анилина возбуждается и становится способной образовать ковалентную связь с другой возбужденной молекулой. Рост пленки ПАНИ начинается с поверхности анода, где происходит акт перехода электрона от молекулы анилина к металлу. И хотя ковалентной связи анилина с золотом не образуется, представляется вероятным закрепление нековалентным образом – путем гидрофобного, индукционного или другого типа взаимодействия золота с ПАНИ. С ростом толщины пленки поверхность анода удаляется от активной зоны образования полимера, поэтому естественно предположить, что вероятность образования двух катион-радикалов в непосредственной близости друг от друга сильно уменьшается. Поэтому замыкание полимерных цепей будет происходить более редко, а неоднородность электрического поля будет увеличиваться. Незамкнутыми останутся только далеко отстоящие друг от друга цепи, которые будут концентрировать электрическое поле, соответственно ослабляя его в других точках поверхности. Это уменьшит вероятность замыкания более длинных цепей. В результате более удаленная от анода часть полимера будет состоять из более редких цепей, что уменьшит суммарную рефракцию пленки и приведет к уменьшению измеренного показателя преломления.

1. Eftekhari A. Glycerol biosensor based on glycerol dehydrogenase incorporated into polyaniline modified aluminium electrode using hexacianoferrat as mediator // *Sensors and Actuators B.*- 2001.- 80.- P. 283-289.
2. Characterization of 16-mer polyaniline composite Langmuir-Blodgett films / A.Ruil Jr, A.Dhanabalan, L.H.C.Mattoso and others // *Thin Solid Films.*- 1998.- 329.- P. 576-580.
3. Surface plasmon resonance spectroscopy: prospects of superstrate refractive index variation for separate extraction of molecular layer parameters / G.V.Beketov, Yu.M.Shirshov, O.V.Shynkarenko and others // *Sensors and Actuators B.*- 1998.- 48.- P.432-438.

# Нанокompозитні нк-Ta(Ti)N/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> та нк-RuO/a-SiO<sub>2</sub> тонкі плівки: синтез, властивості та можливості практичного застосування

Кучук А.В.<sup>1</sup>, Кладько В.П.<sup>1</sup>, Piotrowska A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, пр. Науки  
45, 03028 Київ, Україна (E-mail: [kuchuk@isp.kiev.ua](mailto:kuchuk@isp.kiev.ua))

<sup>2</sup>Institute of Electron Technology, Al. Lotnikow 32/46, 02668 Warsaw, Poland

Фізичні ефекти, які виникають при зменшенні розміру матеріалів, є предметом інтенсивного дослідження більшості лабораторій світу, оскільки отримані результати мають важливе значення як у фундаментальному так і прикладному аспектах. На сьогоднішній день немає єдиної класифікації наноматеріалів, хоча вже є намагання класифікувати їх в залежності від властивостей, структури і т.д.

В даній роботі, представляються результати дослідження нанокompозитних нк-Ta(Ti)N/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> та нк-RuO/a-SiO<sub>2</sub> тонких плівок, які входять до широкого класу наноматеріалів, які складаються з:

## Тугоплавкий метал – ТМ (Ta, Ti, W, Ru, Ir і т.д.) - Металоїд (Si, B) - N, O, C

Представлені трикомпонентні матеріали, складаються з комбінації двох бінарних систем, і у випадку досліджуваних нами плівок це TaN, TiN та Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, а також RuO та SiO<sub>2</sub>. Різниця властивостей таких бінарних систем, вказує на неможливість утворення ними твердих розчинів, з приводу чого вони дістали назву – „mictamict” сплави [1]. Воно походить від двох грецьких слів „миктоζ” (суміш) та „αμικτοζ” (чистий), що в комбінації дають "mictamict" і описують суміш чистих матеріалів (фаз).

Синтез таких матеріалів з високо-енергетичних часток, як наприклад реактивне магнетронне розпилення на „холодну” підкладку, унеможливорює формування окремих фаз, а висока густина атомів приводить до їх розташуванню по своїх місцях з міцними але неперіодичними силами зв'язку, що перешкоджає дифузії, коалесценції та росту зерен. Таким чином, формується трикомпонентний матеріал, який складається з системи бінарних сполук з міцними ковалентними зв'язками, властивості якого радикально відрізняються від чистих та бінарних сполук тих самих елементів.

В залежності від складу плівок: (1). - структура змінюється від полікристалічної до аморфної (нанокристалічної); (2). - питомий опір змінюється від металічного до діелектричного; (3). - структура міжатомного зв'язку від типово металічного (ТМ-Si) до міцного ковалентного (Si-N, Si-O, ТМ-N); (4) - температура фазового переходу від аморфного до полікристалічного стану плівок змінюється в діапазоні 700 - 1100°C, тощо. Все це залежить від технологічних параметрів динамічного магнетронного розпилення.

Модель, яка описує структуру плівок Ta(Ti)-Si-N та Ru-Si-O, полягає на вбудовуванні нано-кристалітів нк-Ta(Ti)N в аморфну матрицю а-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, та нк-RuO в а-SiO<sub>2</sub>. Така модель, пояснює залежність змін властивостей від складу плівок, зміною кількісної складової фракції нк-Ta(Ti)N або нк-RuO (полікристалічність та провідність) чи а-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> або а-SiO<sub>2</sub> (аморфність та непровідність).

Перспективність використання тонких плівок Ta(Ti)-Si-N та Ru-Si-O в системах металізації напівпровідникових приладів є беззаперечною, завдяки їх властивостям:

- металоподібні властивості (низький питомий опір, хороша адгезія, висока теплопровідність);
- хімічна інертність (термодинамічна стабільність);
- стійкість до термічно-механічних взаємодій;

- низький рівень власних механічних напруг;
- аморфна структура (відсутність дефектів таких як границі зерен, які є шляхами низькотемпературної вільної дифузії).

Показано, що дифузійні бар'єри  $Ta_{34}Si_{25}N_{41}$  та  $Ti_{26}Si_{19}N_{55}$  ефективні в системах металізації на базі Au до GaAs та GaN до температури 800°C [2, 3]. Тонкі плівки  $RuSiO_4$  (20÷50 nm) з прозорістю > 80 % в інтервалі довжин хвиль 300÷2200 nm, перспективні в якості прозорих електродів для AlGaN/GaN HEMT транзисторів [4].

Крім того, завдяки винятковим властивостям [5] „mictamict” сплави перспективні для використання в якості:

- твердих та антикорозійних покриттів;
- дифузійних бар'єрів (Al-, Cu/бар'єр/Si);
- мікро-електро-механічних елементів;
- масок для X-променевої літографії.

Робота виконана в рамках проектів НАТО (грант №: NUKR.RIG 981275) та частково ІНТАС (грант №: 06-1000014-5957).

1. Nicolet M.-A. A case for Mictamict alloys // Microtechnique meeting. – Buchs, Switzerland. – 1999. – P. 9.1-9.6.
2. A.V. Kuchuk, E. Kaminska, A. Piotrowska, K. Golaszewska et al. Amorphous Ta-Si-N diffusion barriers on GaAs // Thin Solid Films. – 2004. - V. 459, № 1-2. - p. 292-296.
3. A.V. Kuchuk, V.P. Kladko, V.F. Machulin et al. Thermal stability of thin amorphous Ta-Si-N films used in Au/GaN metallization // Technical Physics. – 2006. - V. 51, № 10. - p. 1383.
4. E. Kaminska, A. Piotrowska, A. Szczesny, A. Kuchuk et al. Thermally stable Ru-Si-O gate electrode for AlGaN/GaN HEMT // Physica Status Solidi (c). – 2005. - V. 2, №. 3. - p.1060.
5. Nicolet M.-A. High metastable amorphous or near-amorphous ternary films (mictamict alloys) // Microelectron. Eng. - 2001. - Vol. 55. - p. 357-367.

## Розрахунок положення рівня Фермі та структури точкових дефектів в монокристалах та плівках CdTe

Городнича О.О., Косяк В.В., Опанасюк А.С.

Сумський державний університет, 40007, Україна, м. Суми, вул. Р-Корсакова, 2,  
[v.kosyak@ukr.net](mailto:v.kosyak@ukr.net), 38(0542)392237.

Для виготовлення широкого ряду приладів електроніки необхідно одержувати монокристали і плівки CdTe з програмованим ансамблем точкових дефектів. Це, як правило, роблять змінюючи умови вирощування та термообробки матеріалу.

Нажаль, в наш час не існує єдиної думки відносно енергетичних параметрів утворення нейтральних та типу і електричної активності заряджених атомних дефектів у CdTe. Це приводить до того, що різні автори для опису стану дефектів в матеріалі використовують різні моделі.

В роботі використана модель, яка враховує найбільш повний спектр дефектів у халькогеніді. Вона включає дефекти як за підградкою кадмію ( $V_{Cd}^0$  - вакансія кадмію,  $Cd_i^0$  - міжвузловий кадмій), так і за підградкою телуру ( $V_{Te}^0$  - вакансія телуру,  $Te_i^0$  - міжвузловий телур), а також враховує існування антиструктурного дефекту  $Te_{Cd}^0$ .

В цьому випадку процес утворення нейтральних точкових дефектів в напівпровіднику, згідно закону діючих мас, можна описати наступними реакціями:

$$[V_{Cd}^0] = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{F(V_{Cd}^0) + \mu_{Cd}}{kT_s}\right], \quad (1)$$

$$[Cd_i^0] = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{F(Cd_i^0) + \mu_{Cd}}{kT_s}\right], \quad (2)$$

$$[Te_i^0] = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{F(Te_i^0) + \mu_{Cd}}{kT_s}\right], \quad (3)$$

$$[V_{Te}^0] = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{F(V_{Te}^0) + \mu_{Cd}}{kT_s}\right], \quad (4)$$

$$[Te_{Cd}^0] = n_0 \cdot \exp\left[-\frac{F(Te_{Cd}^0) + \mu_{Cd} - \mu_{Te}}{kT_s}\right], \quad (5)$$

де  $F$  – вільна енергія утворення твердої фази з відповідними точковими дефектами;  $\mu_{Cd}$ ,  $\mu_{Te}$  – хімічні потенціали кадмію та телуру відповідно;  $n_0$  – концентрація атомів в вузлах кристалічної ґратки;  $k$  – стала Больцмана;  $T_s$  – температура отримання або відпалу матеріалу.

Концентрацію акцепторних та донорних заряджених дефектів можна розрахувати знаючи енергію їх залягання в забороненій зоні напівпровідника та положення рівня Фермі в матеріалі за допомогою рівнянь (6)-(7):

$$[X^{z-}] = \frac{g_{X^0}}{g_{X^-}} \exp\left(\frac{z\mu_F - E_a}{kT_s}\right), \quad (6)$$

$$[X^{z+}] = \frac{g_{X^0}}{g_{X^+}} \exp\left(\frac{E_d - z\mu_F}{kT_s}\right). \quad (7)$$

де  $g_{X^0}$ ,  $g_{X^-}$ ,  $g_{X^+}$  - фактори виродження нейтральних та іонізованих дефектів;  $\mu_F$  - енергія Фермі;  $E_a$ ,  $E_d$  - енергії залягання акцепторних та донорних центрів відповідно.

Результати моделювання процесів дефектоутворення в монокристалах та плівках  $CdTe$ , для випадків повної рівноваги дефектів та їх закалювання наведені на рис.1.

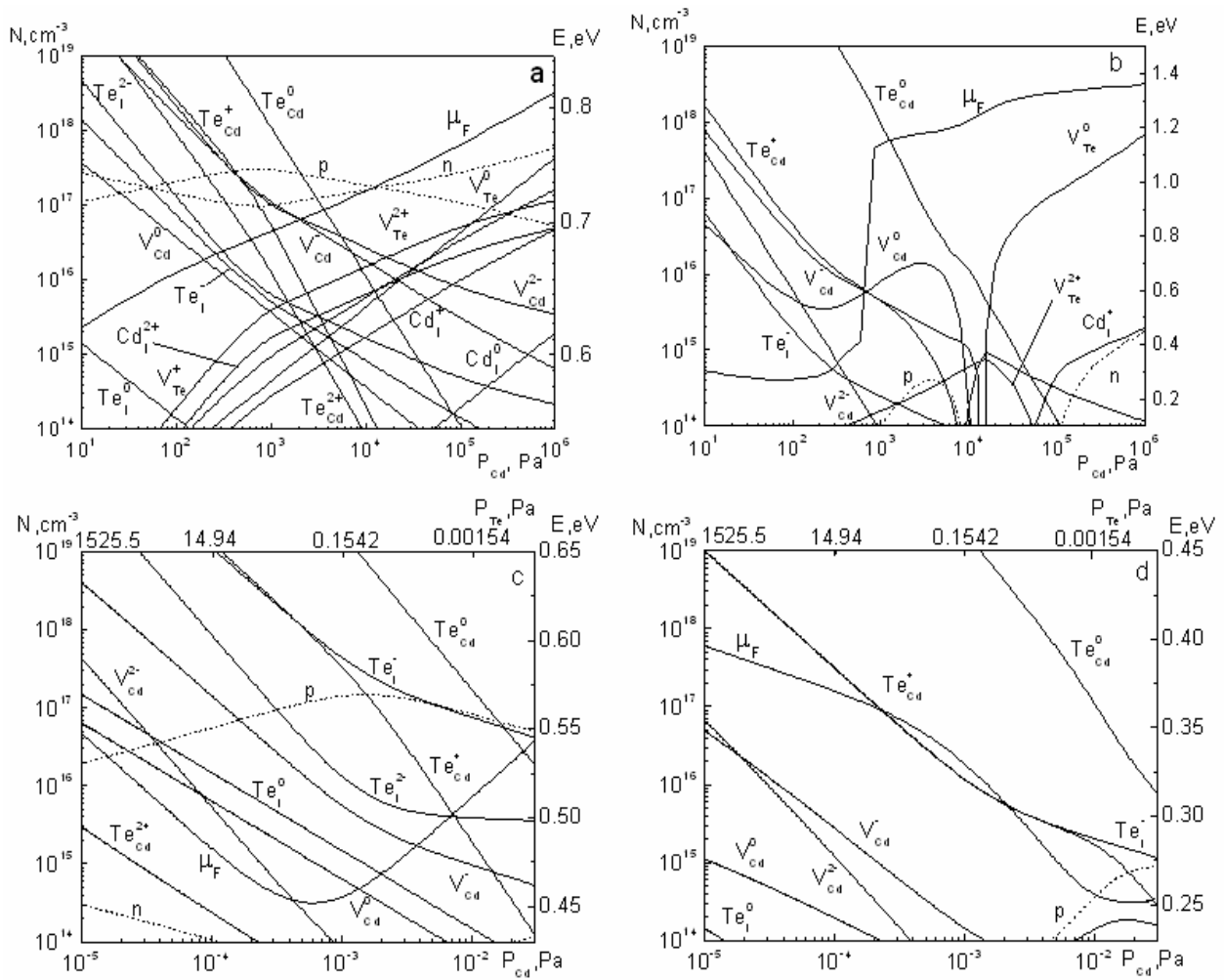


Рис. 1. Залежність концентрації точкових дефектів та положення рівня Фермі від парціального тиску кадмію: a,b - відпалювання монокристалу ( $T_s = 900^{\circ}\text{C}$ ), відповідно повна рівновага та закалювання; c,d - конденсація тонкої плівки, відповідно повна рівновага ( $T_s = 550^{\circ}\text{C}$ ,  $T_e = (600-1000)^{\circ}\text{C}$ ) та закалювання ( $T_s = 20^{\circ}\text{C}$ ,  $T_e = 600-1000^{\circ}\text{C}$ ).

Проведені розрахунки дозволяють обирати технологічні умови одержання халькогеніду кадмію з програмованою структурою точкових дефектів.

Запропонована модель є найбільш загальною з можливих і з врахуванням відповідних констант матеріалів може бути використана для розрахунку ансамблю точкових дефектів у будь-якому з'єднанні  $A_2B_6$ .

**ВСЕУКРАЇНСЬКА ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦІЯ  
ДЛЯ СТУДЕНТІВ, АСПІРАНТІВ ТА МОЛОДИХ ВЧЕНИХ  
З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ**

**"Лашкарьовські читання – 2008"**

**АНОНС**

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова Національної академії наук України при підтримці Українського фізичного товариства, Українських відділень міжнародних товариств SID, SPIE та OSA готують проведення всеукраїнської школи-конференції для студентів, аспірантів та молодих вчених з фізики напівпровідників у квітні-травні 2008 р. в м. Києві.

На школі будуть прочитані лекції провідними вітчизняними та зарубіжними спеціалістами та заслухані доповіді аспірантів та молодих наукових співробітників.

Тематика школи-конференції:

1. фізика процесів взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною;
2. фізика низьковимірних систем, мікро- та наноелектроніка;
3. оптоелектроніка та сонячна енергетика;
4. напівпровідникове матеріалознавство та сенсорні системи.

Робочі мови конференції: українська, англійська та російська

Докладна інформація та реєстраційні форми будуть оприлюднені на інформаційному сайті Інституту фізики напівпровідників за адресою <http://www.isp.kiev.ua/rada>.

Будемо раді вітати Вас на школі-конференції.  
Оргкомитет.

---

---

Підписано до друку 24.04. 2007р. Тираж 150 прим.

Друк – Відділ оптичних та оптоелектронних реєструючих середовищ  
Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
пр. Науки, 41, Київ 03028, Україна