

НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЛЬВІВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАУКОВО-ВИРОБНИЧЕ ПІДПРИЄМСТВО «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ»
ДП ПрАТ «КОНЦЕРН-ЕЛЕКТРОН»

НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЛЬВІВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Гайдучок Володимир Григорович

УДК 539.23:544.22:535.341

ДИСЕРТАЦІЯ

**Формування тонкоплівкових структур
на полярних гранях кристалів LiNbO_3**

05.27.01 – твердотільна електроніка

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук.
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ Гайдучок В. Г.

Науковий керівник:

Ваків Микола Михайлович

доктор технічних наук, професор

Львів – 2024

АНОТАЦІЯ

Формування тонкоплівкових структур на полярних гранях кристалів LiNbO_3 – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю «05.27.01 – твердотільна електроніка». Національний університет «Львівська політехніка», Міністерство освіти і науки України, Львів, 2024.

Дисертація присвячена дослідженню особливостей формування металевих та діелектричних тонких плівок на поверхнях монокристалів LiNbO_3 , на яких присутній некомпенсований електростатичний заряд, при застосуванні їх у пристроях функціональної електроніки.

Вперше досліджено вплив некомпенсованого електростатичного заряду на характер зародкоутворення при осадженні тонкоплівкових металевих та діелектричних покриттів на поверхнях монокристала ніобату літію LiNbO_3 . Встановлено, що плівки, нанесені на негативно заряджену поверхню, відзначаються кращою однорідністю та адгезією порівняно з плівками, нанесеними на позитивно заряджену поверхню. Показано, що структура металевих і діелектричних плівок, отриманих на полярних поверхнях монокристала ніобату літію, суттєво залежить від методів осадження, характеристик поверхні підкладки, температури і швидкості осадження.

На основі аналізу різних методів вакуумного осадження металевих і діелектричних плівок показано, що плівки, отримані магнетронним методом на негативно зарядженій поверхні кристала ніобату літію LiNbO_3 , мають вищу однорідність за рахунок збільшення частки позитивно заряджених іонів у потоці переносу матеріалу мішені на підкладку, що дозволяє отримувати суцільні шари вже при товщині 2 нм;

Встановлено, що найкращі за експлуатаційними властивостями структурно однорідні тонкі плівки отримуються на полярно заряджених

поверхнях кристалів ніобату літію за допомогою методу магнетронного розпилення у вакуумі.

Проведено розрахунок розподілу наночасток срібла осаджених термічним напиленням на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 за радіусами, висотами та відстанями між ними. Встановлено, що плівка срібла масовою товщиною приблизно 10 \AA складається в основному з наночасток у вигляді сплюснутих сфероїдів з середнім радіусом 7 нм та висотою близько $1,2 \text{ нм}$.

Встановлено, що спектральне положення максимуму ППР у нанорозмірних плівках металів, осаджених на полярних гранях монокристалів ніобату літію, суттєво визначається концентрацією вільних носіїв на електрично зарядженій поверхні та товщиною плівки.

Виявлено довгохвильове зміщення максимуму смуги ППР в наноплівках Ag , нанесених на полярних гранях LiNbO_3 . Максимум поглинання ППР в плівках Ag осаджених на позитивно зарядженій підкладці кристалу ніобату літію відповідає 564 нм , а на негативно зарядженій підкладці – 587 нм . Спостережуване довгохвильове зміщення максимуму смуги ППР в наноплівках срібла на 23 нм зумовлено відносним збільшенням концентрації вільних носіїв на негативно зарядженій поверхні підкладки з кристалу ніобату літію на 8% .

Ключові слова: ніобат літію, полярні грані, вакуумне напилювання, тонкі металеві та діелектричні покриття, поверхневий плазмонний резонанс.

ABSTRACT

Haiduchok V.G. Formation of Thin Film Structures on the Polar Faces of LiNbO₃ Crystals. – On the rights of manuscript.

Thesis for the Degree of Candidate of Technical Sciences in the specialty 05.27.01 – Solid-State Electronics – Lviv Polytechnic National University of Ministry of Education and Science of Ukraine, Lviv, 2024.

Thesis is devoted to the study of the peculiarities of the formation of metallic and dielectric thin films on the surfaces of LiNbO₃ single crystal with uncompensated electrostatic charge.

The influence of an uncompensated electrostatic charge on the nature of nucleation during the deposition of thin-film metal and dielectric coatings on the surfaces of a single crystal of lithium niobate LiNbO₃ was first investigated.

It is shown that the films deposited on a negatively charged surface are characterized by better homogeneity and adhesion as compared to the films deposited on a positively charged surface.

It was found that structurally homogeneous thin films with the best performance properties are obtained on polarly charged surfaces of lithium niobate crystal using the method of magnetron sputtering in vacuum.

It has been found that the spectral position of the surface plasmon resonance maximum in nanoscale metal films deposited on the polar faces of a lithium niobate single crystal is significantly determined by the concentration of free carriers on the electrically charged surface and the film thickness.

The distribution of silver nanoparticles deposited by thermal sputtering on a positively charged LiNbO₃ surface has been calculated in terms of radii, heights, and distances between them. It was found that the silver film with a thickness of about 10 Å consists mainly of nanoparticles in the form of flattened spheroids with an average radius of 7 nm and a height of about 1.2 nm.

It is shown that the structure of metal and dielectric films obtained on the polar surfaces of a lithium niobate single crystal depends significantly on the deposition methods, the characteristics of the substrate surface, the temperature and the deposition rate. Based on the analysis of different methods of vacuum deposition of metallic and dielectric films, it is shown that the films obtained by the magnetron method on negatively charged surfaces of lithium niobate crystal LiNbO_3 have a higher uniformity due to an increase in the proportion of positively charged ions in the flux of transfer of target material to the substrate, which allows obtaining continuous layers already at a thickness of 2 nm;

It was found that the maximum absorption of the surface plasmon resonance (SPR) in Ag films deposited on an electrically neutral glass substrate corresponds to 532 nm, while the maximum absorption of the SPR in Ag films deposited on a positively charged lithium niobate crystal substrate corresponds to 564 nm and on a negatively charged substrate to 587 nm. The observed 23 nm long wavelength shift of the maximum of the TEM band in silver nanofilms is due to a relative increase of 8% in the concentration of free carriers on the negatively charged surface of the lithium niobate crystal substrate.

Based on the study of the peculiarities of the use of thin metallic and dielectric films deposited on the polar surfaces of active elements made of lithium niobate single crystals, constructive and technological solutions are proposed for the manufacture of active elements for an acousto-optic modulator on a standing acoustic wave, an electro-optical shutter, and acoustic delay lines.

Keywords: lithium niobate, polar faces, vacuum sputtering, thin metal and dielectric coatings, surface plasmon resonance.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у наукових періодичних виданнях інших держав, що індексуються в наукометричних базах даних Scopus

1. **V. Haiduchok**, M. Vakiv, I.V. Kityk, D.Yu. Sugak, G. Lakshminarayana. Formation of nano-size Cr layers on LiNbO₃ crystal surfaces by dissimilar electric charges. *Optik.* – 2019. – V. 180. – P. 91-95. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.11.088> (Q2, Scopus).
2. M. Kushlyk, V. Tsiumra, Y. Zhydachevskyuy, **V. Haiduchok**, I.I. Syvorotka, D. Sugak, A. Peniażek, M. Aleszkiewicz, A. Suchocki. Preparation and properties of Ag plasmonic structures on garnet substrates. *Applied Nanoscience* – 2021 – №12. – P.317-334. DOI: 10.1007/s13204-020-01624-3 (Q2, Scopus).
3. I. Bolesta, M. Vakiv, **V. Haiduchok**, O. Kushnir, A. Demchuk, S. Nastyshyn, R. Gamernyk. Optical Properties of LiNbO₃-Ag Nanocomposites. *Acta Physica Polonica* – 2018. – V. 133. № 4 – P. 860-863. <http://doi.org/10.12693/APhysPolA.133.860> (Q3, Scopus).
4. U.V. Yakhnevych, G. Suchaneck, A. Eydam, D.Yu. Sugak, I.I. Syvorotka, **V.G. Haiduchok**, O.A. Buryy, S.B. Ubizskii, G. Gerlach. Investigation of optical and pyroelectric properties of lithium niobate single crystals caused by metal ions diffusion. *Journal of Nano- and Electronic Physics* – 2019, Vol. 11. №1-P.01017-1-5. <http://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/72581> (Q3, Scopus).
5. G. Suchaneck, U. V. Yakhnevych, A. Eydam, D. Yu. Sugak, I.I. Syvorotka, **V.G. Haiduchok**, S. B. Ubizskii, G. Gerlach. Depth profiling of dopant concentration and pyroelectric properties of LiNbO₃ single crystals treated at high-temperature in the presence of metal. *Ferroelectrics* – 2019. – Vol. 539 – P. 151–157. <http://dx.doi.org/10.1080/00150193.2019.1570003> (Q3, Scopus).
6. A.B. Danylov, H.A. Ilchuk, R.Yu. Petrus, **V.G. Haiduchok**. Influence of annealing on the structure of ultrathin gold films on the surface of glass and CdS substrates. *Journal of Nano and Electronic Physics* – 2018. – V. 10 N. 1 – P.05011 – 1-6. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(5\).0501](https://doi.org/10.21272/jnep.10(5).0501) (Q3, Scopus).

Статті у наукових фахових виданнях України

7. І.М. Болеста, М.М. Ваків, **В.Г. Гайдучок**, І.І. Колич, О.О. Кушнір, І.М. Ровецький, Ю.М. Фургала. Плазмонне поглинання наночастинок срібла на поверхні LiNbO_3 – Український Фізичний Журнал – 2017 – Т.62 – №1 – С. 39 – 45. http://nbuv.gov.ua/UJRN/UPhJ_2017_62_1_7 (Категорія А).

8. Д.М. Винник, Д.Ю. Сугак, Н.Я. Генега, **В.Г. Гайдучок**, А.С. Андрущак, М.М. Ваків. Узгодження акустооптичної НВЧ комірки Брегга у широкій смузі робочих частот – Вісник Національного університету “Львівська політехніка” Серія „Електроніка” – 2011. – № 708. – С. 195-200. <http://lp.edu.ua/index.php?id=3073> (Категорія Б).

Патент на винахід

9. **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Р.М. Кузьмак, Д.Ю. Сугак, В.П. Маслов, А.В. Самойлов, Н.В. Качур. Спосіб нанесення багатошарового інтерференційного покриття на оптичні елементи. Патент на винахід № 111931. С23С 14/08, С23С 14/35, G02В 1/10, G02В 5/28. Україна. Опубл. 24.06.2016. Бюл. №12.

Публікації у матеріалах міжнародних і українських наукових конференцій

10. М.М. Ваків, Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, Р.М. Кузьмак, А.Г. Кузьмик, Д.Ю. Сугак, І.М. Сиворотка. Особливості напилювання тонкоплівкових металевих шарів на полярні поверхні кристалів LiNbO_3 . X міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні і електронні технології»: тези доп. – Україна, Одеса, травень 2009 р. – С.134.

11. **В.Г. Гайдучок**, Р.М. Кузьмак, О.М. Крунич, О.С. Ільїна, Д.Ю. Сугак, І.М. Сиворотка, М.М. Ваків. Залежність показників заломлення плівок оксидів металів від тиску кисню в процесі електронно-променевого розпилювання. Дванадцята відкрита науково-технічна конференція професорсько-викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та

електронної техніки НУ «Львівська політехніка» з проблем електроніки: тези доп. – Львів 7-9 квітня – 2009 р. – С.65.

12. **В.Г. Гайдучок**, Д.Ю. Сугак, М.М. Ваків. Отримання напівпоглинаючих покриттів зі заданими параметрами на основі плівок SiO-Cr. XIII міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»: тези доп. – Україна, Одеса, 4–8 червня 2012 р.– С. 302.

13. Д.М. Винник, М.О. Мельник, Д.Ю. Сугак, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Р.М. Мельник Акустооптичний модулятор світла на кристалах ніобату літію для формування піко секундних імпульсів VIII Українсько-польська науково-практична конференція «Електроніка та інформаційні технології: Еліт-2016»: тези доп. – Україна, Львів – Чинадієво, 27-30 серпня 2016 р. – С. 34.

14. Д.М. Винник, О.Г. Решотка, **В.Г. Гайдучок**, Д.Ю. Сугак, М.М. Ваків. Акустооптичні дефлектори НВЧ діапазону із збудженням об'ємних хвиль з поверхні п'єзоелектричних кристалів Праці сімнадцятої міжнародної науково-практичної конференції «Сучасні інформаційні та електронні технології» Україна, Одеса, 23-27 травня 2016 р. – С. 46.

15. М.М. Ваків, Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, І.І. Іжнін, Б.М. Копко, Л.В. Леваш, В.П. Маслов, І.І. Сиворотка, І.М. Сиворотка, І.М. Сольський, Д.Ю. Сугак. Технології отримання монокристалічних та скляних активних і пасивних елементів оптоелектронних лазерних і НВЧ систем для спеціальних застосувань. Матеріали 2-ої Української науково-технічної конференції «Спеціальне приладобудування: стан та перспективи»: тези доп. – Україна, Київ – 6-7 грудня 2016 р. – С. 78.

16. Л.В. Леваш, В.Б. Самойлов, О.А. Росновський, М.Ю. Ведула, **В.Г. Гайдучок**. Піроелектричний вимірювач енергії лазерного випромінювання прохідного типу Українська науково-технічна конференція “Спеціальне приладобудування: стан та перспективи”, тези доп. – Україна, Київ – 6-7 грудня 2016 р. – С. 36.

17. A.V. Danylov, R.Yu. Petrus, **V.G. Haiduchok**, M.M. Vakiv. Optical properties of ultrathin Au films on lithium niobate substrate. International

Conference on Electronics and Information Technology (EIT'16): Abstr. of Int. Conf. – Ukraine, Odessa, 23-27 May, 2016. – P. 43-45.

18. I. Solskii, D. Sugak, I. Groshovyj, Ye. Kapeliuh, **V. Hajduchok**, B. Kopko, M. Vakiv, V. Gaba, S. Ubizskii. Growth and investigation of colorless lithium tantalate single crystals for optoelectronics. Збірник тез Міжнародної наукової конференції “Оксидні матеріали електронної техніки – отримання, властивості, застосування” (OMEE-2017) – Львів, Україна – 2017. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM) – С.32.

19. М.М. Ваків, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Л.В. Леваш. Виготовлення модулів активних елементів ширококутових реєстраторів лазерного випромінювання протитанкових систем ураження. Науково-практична конференція «Застосування сухопутних військ збройних сил України у конфліктах сучасності»: тези доп. – Національна Академія Сухопутних Військ – Україна, Львів – 16 листопада 2017 р. – С. 14.

20. D. Vynnyk, **V. Haiduchok**, B. Kopko, I. Solskii, M. Vakiv. Acousto-optical modulators of light on standing acoustic waves using their own piezoelectric effect of lithium tantalate single crystals. 1st international conference on innovative materials and nanoengineering. (IMNE'2019) Brenna, Poland 27-29 August 2019: Book of Abstracts. – P. 23.

21. Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, І.М. Сольський, М.М. Ваків. Акустооптичні модулятори світла на стоячих акустичних хвилях з використанням власного п'єзоефекту монокристалів танталату літію. Міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»: Тези доп. – Україна, Одеса. 27-31 травня 2019 р. – С. 78.

22. M. Kushlyk, V. Tsiumra, L.-I. Bulyk, Ya. Zhydachevskyu, **V. Haiduchok**, I.I. Syvorotka, D. Sugak, A. Suchocki. Effect of technological parameters on properties of Ag plasmonic structures prepared on garnet substrates. The International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO-2020). Abstract Book of participants of the International research and practice conference – Ukraine Lviv, 26-29 August 2020. – P. 451.

ЗМІСТ

Перелік умовних скорочень.....	13
Вступ.....	14
Розділ I. Особливості конденсації, зародкоутворення та росту тонкоплівкових структур.....	24
1.1. Кінетика росту та морфології тонких шарів металів утворених методом розпилення у вакуумі.....	24
1.1.1. Зміна структури зародкоутворення тонких металевих плівок під впливом зовнішніх чинників та природи конденсованого матеріалу..	24
1.1.2. Конденсатно-острівкова модель утворення кластерів при формуванні тонкоплівкових структур на підкладках в з поверхневим статичним зарядом та утворення дефектів.....	35
1.2. Механічні властивості тонкоплівкових плівкових структур.....	37
1.2.1. Механічна стійкість та ступінь адгезії тонких металевих плівок, нанесених на різні типи підкладок.....	37
1.2.2. Внутрішні напруження, що виникають в процесі конденсації у вакуумі тонкоплівкових структур.....	41
1.3. Електрофізичні властивості тонкоплівкових структур.....	44
1.3.1. Вплив температурних чинників на зміну опору тонких плівок металів, температурний коефіцієнт опору.....	46
1.3.2. Вплив товщини плівок на їх питомий опір.....	54
1.3.3. Високочастотні характеристики тонких плівок.....	57
1.3.4. Вплив відпалу на електрофізичні та оптичні властивості тонкоплівкових структур.....	60
1.3.5. Природа піроелектричного ефекту.....	64
1.4. Оптичні властивості тонкоплівкових структур.....	68
1.4.1. Оптичні властивості тонких металевих плівок, еліптична поляризація світла при відбиванні та пропусканні.....	68

1.4.2. Поверхневий плазмонний резонанс в тонких плівках.....	74
1.4.3. Вплив структури тонких плівок на їх оптичні властивості.....	76
1.5. Висновки до розділу I.....	79

Розділ II. Методи отримання та дослідження тонкоплівкових структур

.....	80
2.1. Технологія отримання тонких металевих та діелектричних плівок методом вакуумного розпилення.....	80
2.2. Методика дослідження механічних, електрофізичних та оптичних параметрів металевих плівок.....	88
2.2.1. Методика дослідження механічних властивостей тонких металевих плівок.....	88
2.2.2. Методика дослідження електрофізичних параметрів тонких металевих плівок.....	94
2.2.3. Методики дослідження оптичних характеристик тонких металевих плівок.....	98
2.3. Висновки до розділу II.....	107

Розділ III. Залежність структури тонких плівок, нанесених на полярні грані кристала LiNbO_3 від режимів осадження та особливостей підкладки

.....	108
3.1. Вплив об'ємного поверхневого заряду кристалу LiNbO_3 на структуру металевих та діелектричних плівок нанесених на полярні грані.....	108
3.2. Залежність структурних змін в процесі конденсації тонких плівок на полярні грані від методів розпилення.....	114
3.3. Висновки до розділу III.....	117

Розділ IV. Особливості явища поверхнево-плазмонного резонансу в тонких металевих плівках, нанесених на підкладки з поверхневим зарядом.....

4.1. Природа поверхнево- плазмонного резонансу в тонких плівках.....	119
--	-----

4.2. Плазмонне поглинання тонких плівок металів на полярних гранях монокристалу LiNbO_3	120
4.3. Висновки до розділу IV.....	123
Розділ V. Застосування плівкових структур отриманих на полярних гранях кристалів LiNbO_3 в пристроях електронної техніки.....	125
5.1. Використання тонких плівок при виготовленні акустооптичних та електрооптичних модуляторів світла та піроприймальних пристроїв...	125
5.1.1. Акустооптичні модулятори (АОМ) на стоячих акустичних хвилях....	126
5.1.2. Технологія виготовлення АОМ.....	131
5.1.3. Виготовлення електрооптичного затвору (ЕОЗ).....	133
5.1.4. Акустоелектронні лінії затримки.....	140
5.1.5. Піроелектричні приймачі випромінювання.....	147
5.1.6. Виготовлення піроелектричних сенсорів.....	153
5.1.7. Вимірювання технічних параметрів піроелектричних сенсорів.....	154
5.2. Використання тонких діелектричних плівок в якості просвітлюючого покриття в активних елементах акустооптичних модуляторів та електрооптичних затворів.....	160
5.3. Висновки до розділу V.....	168
Основні результати та висновки.....	170
Список використаної літератури.....	173
Додаток А.....	183
Додаток Б.....	187

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

LiNbO_3 – ніобат літію;

АОМ – акусто-оптичний модулятор;

ЕОЗ – електро-оптичний затвор;

ЛЗ – лінія затримки;

ППР – поверхневий плазмонний резонанс;

КТР – коефіцієнт термічного розширення;

ТКО – температурний коефіцієнт опору;

АСМ – атомно-силова мікроскопія;

АЧХ – амплітудно частотні характеристики

ВСТУП

Актуальність роботи. Створення сучасних пристроїв твердотільної електроніки, зокрема приладів керування сигналами акусто- та оптоелектроніки, акусто-, електрооптики, є неможливим без урахування особливостей фізичних явищ в елементах будови приладів, властивостей матеріалів, з яких вони виготовляються, а також технологічних факторів, що мають вплив при їх виготовленні. Одним із найбільш уживаних активних середовищ загаданих приладів є монокристал ніобату літію LiNbO_3 , який через це називають «кремнієм оптоелектроніки». Побудова на його основі ефективних приладів, які використовують оптичні, сегнето- та піроелектричні властивості цього кристала, не може обійтися без урахування нецентросиметричності його кристалічної будови, наслідком якої є явище спонтанної електричної поляризації, так і без нанесення на поверхні монокристала металевих електродів для створення надійних контактів чи діелектричних покриттів, які виконують функції просвітлення активних елементів для зниження втрат потужності оптичних сигналів. На сьогодні добре відомі особливості отримання тонкоплівкових структур на електрично нейтральних підкладках, а також вплив електричного поля та обробки поверхні підкладки електронним пучком на процеси росту плівок на різних поверхнях [1, 2]. Проте наявність електричного заряду на поверхні сегнетоелектрика змінює умови осадження шарів, що призводить до зміни їхніх властивостей. Якщо при виготовленні пристроїв не врахувати знака заряду поверхні чи напрямку вектора електричної поляризації активного середовища, то можна помилитись у виборі оптимальної робочої поверхні для нанесення тонкоплівкових структур.

Відомо, що найбільш виражений електростатичний ефект спостерігається на гранях LiNbO_3 , перпендикулярних кристалографічній осі Z , менший – на гранях, що перпендикулярні до осі Y , а на гранях, перпендикулярних до осі X , цей ефект практично відсутній. Найчастіше в

приладах функціональної електроніки використовуються грані монокристалічних активних елементів, перпендикулярні до кристалографічної осі Z , та відповідні покриття на них: для електрооптичних модуляторів це просвітлювальні й металізовані покриття, для акустооптичних пристроїв та ліній затримки – металеві плівкові структури, для піроприймачів – напівпоглинаючі покриття. Отже, врахування явища електрзарядженості поверхні активних елементів із кристалів ніобату літію є важливим з погляду якості тонкоплівкових структур, що формуються на них, для забезпечення функціональності приладів. Однак особливості формування тонкоплівкових металевих та діелектричних шарів на полярних гранях LiNbO_3 досліджені мало. Тому актуальним є встановлення особливостей формування на полярних гранях монокристалу ніобату літію як металевих плівок хрому, срібла, золота, нікелю, міді, так і діелектричних покриттів із двоокисів кремнію, гафнію, цирконію, титану та інших, а також вибір орієнтації напрямку електричної поляризації активних елементів кристалів LiNbO_3 у конструкції твердотільних пристроїв на їх основі.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційні дослідження виконувалися в межах науково-дослідних робіт НВП «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ» ДП ПрАТ «Концерн-Електрон»:

- ДКР «Мета» (2007-2010 рр.) на замовлення Концерну «Електрон»;
- НДР «Виготовлення експериментальних зразків двох типів модулів активних елементів широкосмугових реєстраторів лазерного випромінювання протитанкових систем ураження з використанням надтонких пластин кристалів танталату літію на керамічній комутаційній платі» за договором з Інститутом фізики НАНУ (№ 07/1620 від 01.06.2016 р.);
- НДР «Розроблення нових плівкових та об'ємних монокристалічних матеріалів для створення на їх основі активних та пасивних елементів

далекометричних систем та систем цілеспрямування, що працюють в імпульсних режимах у спектральному діапазоні, безпечному для ока людини (1,3...1,5 мкм) за договором з Інститутом фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ (№ 75/18-16 від 01.08.2016 р.);

- НТР «Розроблення технологій виготовлення елементів з монокристалів танталату літію для акустооптичних пристроїв» за договором з МОН України ДЗ/161-2016 від 21.10.2016 р. (№ 0117U000951, 2016-2018 рр.);
- НТР «Розроблення пристроїв функціональної електроніки на основі монокристалів групи перовськіту» за договором з МОН України ДЗ/57–2018 від 05.10.2018 р. (№ 0118U005284, 2018-2020 рр.);

кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету «Львівська політехніка»:

- НДР ДБ/ЕМШ «Модифікація та оптимізація функціональних властивостей активних елементів пристроїв на основі складних оксидних кристалів для лазерних систем діапазону 1,3...1,5 мкм» (№ 0116U004134, 2016-2017 рр.);
- НДР ДБ/Межа «Роль дефектів, дифузійних процесів та зовнішніх впливів у формуванні оксидних гетерогенних систем для функціональної електроніки» (№ 0118U000273, 2018-2020 рр.);

а також міжнародних проєктів RISE - MSCA програми «Горизонт»:

- «IMAGE» «Інноваційні оптичні/квазіоптичні технології та наноінженерія анізотропних матеріалів для створення активних елементів з істотно підвищеною енергоефективністю» (№ 778156 , 2018-2024 рр.) ;
- «MEGA» «Випромінювачі без важких металів для джерел світла нового покоління» (№ 823720, 2020-2023рр.);
- «TeraHertz» «Нові технології та матеріали для контролю терагерцового випромінювання» (№ 101086493, 2023-2026 рр.).

Мета і задачі дослідження. *Метою роботи* є створення технологічних основ формування функціональних металевих та діелектричних тонких плівок методами вакуумного осадження на полярних гранях кристалів LiNbO_3 як

активних елементів приладів акусто- та оптоелектроніки, електрооптичних модуляторів та широкосмугових піроприймачів.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі *завдання*:

- одержати металеві та діелектричні функціональні шари на нейтральних, негативно та позитивно заряджених гранях кристала LiNbO_3 методами термічного, електронно-променевого, магнетронного напилення у вакуумі;
- дослідити механізми зародкоутворення, росту, формування металевих та діелектричних плівок залежно від полярності грані LiNbO_3 , умов одержання та товщини;
- дослідити мікроструктуру, морфологію поверхні, адгезію, оптичні властивості, променеву стійкість одержання металевих та діелектричних шарів;
- встановити особливості поверхневого плазмонного резонансу (ППР) у тонких плівках хрому, золота та срібла, нанесених на полярні грані монокристала ніобату літію;
- встановити умови формування функціональних шарів на гранях різної полярності для досягнення оптимальних характеристик досліджуваних приладів;
- встановити оптимальну орієнтацію вектора електричної поляризації плоскопаралельних активних елементів у конструкції досліджуваних приладів;
- випробувати встановлені закономірності при виготовленні активних елементів для акустооптичного модулятора на стоячій акустичній хвилі, електрооптичного затвора, акустичних ліній затримки, широкосмугового піроприймача.

Об'єкт дослідження – тонкі металеві та діелектричні покриття на поверхнях монокристала ніобату літію LiNbO_3 з різнойменним електростатичним зарядом.

Предмет дослідження – закономірності зміни характеристик тонкоплівкових металевих та діелектричних покриттів, сформованих на полярних гранях активних елементів із монокристала ніобату літію LiNbO_3 методами вакуумного осадження, для приладів функціональної електроніки.

Методи дослідження – Тонкі металеві та діелектричні покриття одержувалися методами термічного, електронно-променевого та магнетронного напилювання з використанням обладнання фірми «TORR» (США). Дослідження морфології поверхонь металевих плівок проводилися методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) з використанням мікроскопа SolverP4 у Науково-технічному і навчальному центрі низькотемпературних досліджень Львівського національного університету імені Івана Франка. Дослідження мікроструктури плівок проводилося методом електронної сканувальної мікроскопії в НВП «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ» ДП ПрАТ «Концерн-Електрон» та дослідницькому центрі Forschungszentrum Jülich (м. Юліх, Німеччина). Дослідження оптичних властивостей металевих та діелектричних покриттів проводилися методом спектрофотометрії за допомогою спектрофотометра UV-VIS-NIR Shimadzu UV3600 (Японія).

Електронна та атомно-силова мікроскопія, а також оптична спектроскопія – основні *експериментальні методика*, використані задля розв'язання поставлених задач.

Наукова новизна одержаних результатів. У дисертації вперше вирішено науково-технічне завдання створення технологічних основ формування функціональних металевих та діелектричних тонких плівок методами вакуумного осадження на полярних гранях кристалів LiNbO_3 , зокрема вперше:

- встановлено на основі дослідження особливостей зародкоутворення плівок на різноіменно-заряджених гранях, що плівки, нанесені на негативно-заряджену поверхню ніобату літію, перпендикулярну кристалографічній осі Z, володіють вищою густиною, міцністю та адгезією;

- встановлено, що металеві і діелектричні плівки, нанесені на негативно заряджену поверхню LiNbO_3 володіють зменшеним оптичним пропусканням в інтервалі довжин хвиль 500-2500 нм у порівнянні з плівками на позитивно зарядженій поверхні, одержані у таких самих умовах, що пов'язано з особливостями їх мікроструктури і морфології поверхні;
- встановлено, що метод магнетронного осадження у вакуумі дозволяє одержати плівки металів з вищою однорідністю на негативно заряджених поверхнях кристалу ніобату літію LiNbO_3 за рахунок збільшення частки позитивно заряджених іонів в потоці перенесення матеріалу мішені на підкладку, що дозволяє одержати суцільні шари вже за товщини 2 нм;
- у спектрах поглинання плівок Ag , осаджених на позитивно заряджену поверхню монокристала LiNbO_3 , спостерігається максимум, який із ростом товщини плівки зміщується від 520 до 610 нм
- встановлено, що положення максимуму смуги поглинання поверхневого плазмонного резонансу у тонких плівках срібла, осаджених на полярних гранях LiNbO_3 , залежить від їх електричного заряду;
- визначено, що на негативно зарядженій поверхні LiNbO_3 , максимум поверхневого плазмонного резонансу зміщується у довгохвильову область спектру відносно максимуму на негативно зарядженій чи нейтральній поверхнях;
- обґрунтовано механізм зміщення максимуму поверхневого плазмонного резонансу у плівці металу на негативно зарядженій поверхні LiNbO_3 у довгохвильову область унаслідок збільшення концентрації вільних носіїв заряду у порівнянні з такою ж плівкою на позитивно зарядженій грані.

Практичне значення одержаних результатів. Встановлені особливості нанесення тонкоплівкових покриттів на полярні грані кристала ніобату літію дозволили:

- створити активний елемент електрооптичного затвора з променевою стійкістю не менше $0,3 \text{ ГВт/см}^2$ для імпульсів лазерного випромінювання тривалістю 20 нс;
- встановити, що орієнтація вектора поляризації плоскопаралельного активного елемента в напрямку, протилежному до напрямку світлового променя, дозволяє підвищити тривалість надійної роботи електрооптичних модуляторів;
- встановити, що оптимальною поверхнею для нанесення електродів зустрічно смужкових перетворювачів акустoeлектронних ліній затримки на поверхневих акустичних хвилях є негативно заряджена грань LiNbO_3 ;
- встановити, що металевий електрод піроприймача на основі LiNbO_3 слід наносити на негативно заряджену грань, а напівпоглинаюче покриття, відповідно, – на позитивно заряджену грань.

Ці технологічні рішення ввійшли в нормативні документи, а саме:

- «Технологію виготовлення акустооптичних модуляторів (АОМ) добротності лазерного випромінювання» за технологічною інструкцією ТІ 008-1610/01;
- «Технологію виготовлення електрооптичних затворів (ЕОЗ) та ліній затримки (ЛЗ)» за технологічними інструкціями ТІ 009-1610/02 та ТІ 009-1610/03, відповідно;
- «Технологію виготовлення піроелектричних сенсорів – вимірювачів потужності оптичного випромінювання на основі монокристалів ніобату і танталату літію» за технологічними інструкціями ТІ 009-1610/04, ТІ 009-1610/05.

Спосіб формування багатошарових інтерференційних покриттів на поверхні активних елементів захищено Патентом України на винахід.

Особистий внесок здобувача. Сформульовані в дисертації наукові положення, узагальнення, висновки, рекомендації та пропозиції обґрунтовані автором на підставі особистих досліджень та експериментів, а також у

результаті опрацювання й аналізу доступних наукових і технічних джерел. Автором особисто підготовлено всі зразки для експериментальних досліджень, проведені дослідження оптичних властивостей металевих та діелектричних тонких плівок на полярних гранях кристала ніобату літію та проведено аналіз отриманих результатів. У роботах [1, 10, 13] автору належить ідея експерименту при дослідженні особливостей формування нанорозмірних плівок хрому на поверхнях кристала LiNbO_3 з різнойменним електричним зарядом. У роботах [2, 3] автор брав участь у дослідженнях плазмонного поглинання наночасток срібла на поверхнях LiNbO_3 , а також оптичних властивостей нанокомпозитів $\text{LiNbO}_3\text{-Ag}$. У роботах [4, 5] автор виконав нанесення шарів металів для дослідження дифузії з поверхні вглиб монокристала ніобату літію. В роботах [14-16, 22] автор брав участь у розробленні експериментальних зразків акустооптичних та електрооптичних приладів на основі монокристалів ніобату літію. В роботах [12, 20] автор розробив та виготовив напівпоглинальні покриття із заданими параметрами на основі плівок SiO-Cr для створення модулів активних елементів широкосмугових реєстраторів лазерного випромінювання, а в роботі [17] розробив концепцію виготовлення активного елемента піроелектричного вимірювача енергії лазерного випромінювання прохідного типу. Автор особисто представляв результати на конференціях [10-12, 15-21].

Апробація результатів дисертації. Результати досліджень, викладені у дисертації, доповідались на 12 українських та міжнародних конференціях, серед яких: X міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні і електронні технології» (Одеса, Україна, травень 2009), XII відкрита науково-технічна конференція професорсько-викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки НУ «Львівська політехніка» з проблем електроніки (Львів, Україна, 7-9 квітня 2009 р.), XIII міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»: тези доп. (Одеса, Україна, 4-8

червня 2012), International Conference on Electronics and Information Technology (Odesa, Ukraine; 2016), Друга українська науково-технічна конференція «Спеціальне приладобудування: стан та перспективи» (Київ, Україна; 6-7 грудня 2016), International Research and Practice Conference “Nanotechnology and nanomaterials” NANO-2016 (Lviv, Ukraine; 24-27 Aug. 2016), науково-практична конференція «Застосування сухопутних військ збройних сил України у конфліктах сучасності» (Львів, Україна; Національна академія сухопутних військ, 16 листопада 2017 р.), 1-st International Conference on Innovative Materials and Nanoengineering (IMNE'2019) (Brenna, Poland; 27-29 Aug. 2019); Міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології» (Одеса, Україна, 27-31 травня 2019 р.).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані у 22 наукових працях, з яких 6 статей – у виданнях, що індексуються в міжнародних наукометричних базах даних Scopus, 2 статті – у наукових фахових виданнях України, один патент України на винахід, 13 публікацій – у матеріалах міжнародних і українських наукових конференцій.

Структура і об’єм дисертації. Дисертація складається зі вступу, п’яти розділів, загальних висновків та списку цитованої літератури. Основний зміст роботи викладено на 189 сторінках друкованого тексту. Він містить 58 рисунків та 4 таблиці, а також список цитованої літератури зі 109 найменувань.

РОЗДІЛ I. ОСОБЛИВОСТІ КОНДЕНСАЦІЇ, ЗАРОДКОУТВОРЕННЯ ТА РОСТУ ТОНКОПЛІВКОВИХ СТРУКТУР НА РІЗНОГО ТИПУ ПІДКЛАДКАХ.

1.1. Кінетика росту та морфології тонких шарів металів, утворених методом розпилення у вакуумі.

Процес утворення тонких шарів металів методом розпилення у вакуумі передбачає наявність вакуумної камери з можливістю досягнення в ній вакууму як мінімум 10^{-4} мм. рт. ст. та джерела розпилення матеріалу, яке має бути розігрітим до температури його випаровування резистивним, електроннопроменевим чи височастотним методом. Крім того, існує метод магнетронного випаровування – процес вибивання матеріалу мішені іонами газу, який подається в камеру й відповідним чином іонізується. При цьому температура мішені та потоку розпилюваного матеріалу невисока.

Властивості тонких шарів залежать від структури матеріалу в процесі їхнього росту та підкладок, на які вони наносяться. При осадженні металу на немонокристалічну підкладку є велика ймовірність утворення різновпорядкованої полікристалічної плівки, хоч інколи та чи інша грань полікристалічного зерна починає формуватися паралельно до поверхні підкладки. У процесі осадження плівкових нанорозмірних структур на монокристалічні підкладки спостерігається відносна часткова впорядкованість полікристалічних зерен, хоча цей процес не є однозначним і залежить від багатьох чинників, а саме: швидкості напилення, температури підкладки, відстані випаровувач – підкладка, наявності статичного заряду на поверхні підкладки та ін.

Згідно з [3], можливі три варіанти поведінки атомів матеріалу, що випаровується, у процесі конденсації після зіткнення їх із підкладкою. По-перше, атоми можуть прилипати до підкладки та, мігруючи по ній,

об'єднуватися між собою, утворюючи зародки у вигляді острівців; по-друге, через деякий час після адсорбції можуть покидати підкладку й повертатись у парову фазу (так званий процес реєвипаровування), а по-третє, маючи достатньо кінетичної енергії, при потраплянні на підкладку атоми випаровуваного матеріалу одразу відскакують від неї. Другий і третій випадки спостерігаються при конденсації атомів на сильно розігріту підкладку (300-600 °С), причому цей процес наростає в міру зростання температури підкладки.

Імовірність реєвипаровування атома W , що потрапив на підкладку, описується виразом:

$$W = \nu \times \exp(Q_{nd} / kT) \quad (1.1),$$

де ν – частота коливань адсорбованого атома;

Q_{nd} – енергія зв'язку адсорбованого атома з підкладкою (відповідає енергії десорбції зі знаком мінус)

T – температура адсорбованих атомів.

Відношення Q_{nd} до kT визначає час життя адсорбованого атома на поверхні підкладки.

Якщо адсорбований атом закріплюється на поверхні підкладки, то його температура відповідає температурі підкладки ($T = T_{підкл}$).

Число атомів, які покидють підкладку після адсорбції з 1 см² поверхні за одну секунду буде рівним добутку числа адсорбованих атомів на імовірність реєвипаровування :

$$N_{\uparrow} = N_{ad} \times W \quad (1.2)$$

У стаціонарному стані, коли число атомів, що реєвипаровуються відповідає числу атомів, що осідають на підкладку, заповнення поверхні підкладки є функцією швидкості осадження матеріалу :

$$N_{ad} = N\uparrow/W = N\uparrow/v \times \exp(-Q_{nd}/kT), \quad (1.3)$$

де N_{ad} – кількість адсорбованих атомів, $N\uparrow$ – кількість атомів, що реєвипаровуються.

У процесі конденсації атоми, що адсорбувалися на підкладці, мігруючи по ній, об'єднуються між собою, утворюючи так звані первинні зародки, які мають мінімальну стабільність, однак приєднання до такого зародка інших конденсованих атомів приводить до значного зростання стійкості утворення до загрози реєвипаровування.

Для визначення мінімального розміру такого зародка припустімо, що площа його становить a_1r^2 , площа контакту з підкладкою – a_2r^2 , об'єм утворення – a_3r^3 , де a_1, a_2, a_3 – постійні, r – середній лінійний розмір зародка. Тоді повна вільна енергія такого зародка буде визначатися виразом :

$$\Delta F = a_1r^2\sigma_1 + a_2r^2\sigma_2 - a_2r^2\sigma_3 + \Delta Fv a_3r^3 \quad (1.4)$$

де $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ (ерг/см²) – відповідно, вільна енергія зародка, вільна енергія на поверхні розділу зародок – підкладка, поверхнева енергія підкладки. Наявність у виразі (1.4) члена $a_2r^2\sigma_3$ зі знаком мінус пов'язана зі зменшенням поверхневої енергії підкладки у зв'язку з утворенням на її поверхні зародка; ΔFv – вільна енергія конденсації матеріалу плівки при утворенні суцільного шару, вона є від'ємною величиною та визначається виразом:

$$\Delta Fv = -RT/V \ln N\downarrow/N\uparrow \quad (1.4a)$$

де V – атомний об'єм матеріалу плівки.

Якщо продиференціювати вираз (4) по розміру зародка, отримаємо:

$$\partial\Delta F/\partial r = 2a_1r\sigma_1 + 2a_2r\sigma_2 - 2a_2r\sigma_3 + 3\Delta Fv a_3r^2 \quad (1.5)$$

Величина вільної енергії зародка проходить через максимум при досягненні зародком критичного розміру, тобто при $\partial\Delta F/\partial r = 0$

$$2a_1r\sigma_1 + 2a_2r\sigma_2 - 2a_2r\sigma_3 + 3\Delta Fv a_3r^2 = 0 \quad (1.6)$$

$$r_{кр} = -2(a_1\sigma_1 + a_2\sigma_2 - a_2\sigma_3)/3\Delta Fv a_3 \quad (1.7)$$

Вільну енергію, що відповідає цьому критичному розмірові зародка, можна записати у вигляді:

$$\Delta F_{кр} = 4(a_1\sigma_1 + a_2\sigma_2 - a_2\sigma_3)^3/27a_3^2\Delta Fv^2 \quad (1.8)$$

При додаванні атома речовини, що випаровується, до зародка критичного розміру стабільність такого утворення буде рости, а вірогідність дисоціації на окремі атоми, відповідно, зменшуватиметься. Ріст зародків відбувається як за рахунок приєднання атомів речовини, що випаровується, безпосередньо з парової фази, так і за рахунок атомів, що мігрують по поверхні підкладки. При такому механізмі росту критичних зародків швидкість росту визначається числом вихідних зародків на одиниці площі поверхні та швидкістю приєднання до них окремих адсорбованих атомів. Число таких зародків визначатиметься виразом:

$$N_{кр} = N_{ад} \exp(-\Delta F_{кр}/kt) \quad (1.9)$$

Швидкість приєднання адсорбованих атомів до зародків залежить від числа адсорбованих атомів на одиниці площі поверхні, від частоти їхньої міграції та довжини міграційного шляху:

$$I = CN_{ад} v \exp(-Q_d/kT) \quad (1.10)$$

де C – константа, в яку входять розміри критичного зародка й інші геометричні параметри,

Q_d – енергія активації поверхневої дифузії адсорбованих атомів.

Використовуючи співвідношення (1.3), (1.9) та (1.10), можна отримати вираз для частоти зародкоутворення, тобто числа зародків мінімального критичного розміру, що виникають на одиниці площі поверхні за одиницю часу:

$$I_{кр} = N_{кр}I = CN \downarrow \exp(- (Q_{ад} + Q_d + \Delta F_{кр}) / kT) \quad (1.11)$$

Цей вираз вказує на досить сильну залежність частоти зародкоутворення від енергетичних параметрів процесу, а отже, від умов осадження плівки. Слід зауважити, що, виходячи з виразу (1.11), кількість зародків на поверхні осадження не може дорівнювати нулю для як завгодно малої, але кінчної швидкості росту плівки. Тому за початок конденсації приймається швидкість осадження, що відповідає виникненню одного зародка на площі поверхні в 1 см^2 протягом 1 с.

Критичний зародок має складатись як мінімум із двох атомів конденсованої речовини, і вільна енергія його утворення з парової фази має бути додатня. Тоді, згідно з теорією зародкоутворення, повинен існувати енергетичний бар'єр, який перешкоджає виникненню стійкого зародка. Тому за присутності такого бар'єру конденсована плівка на ранніх стадіях росту матиме острівкову структуру. Особливості конденсації плівок, пов'язаних з існуванням такого енергетичного бар'єру, можна розглянути на прикладі двох крайніх випадків. Перший – існування дуже великого енергетичного бар'єру, і тоді розмір критичного зародка $r_{кр}$ достатньо великий, а також достатньо великою є енергія зародкоутворення $\Delta F_{кр}$. У другому випадку енергетичний бар'єр дуже малий або взагалі відсутній.

У першому випадку, коли енергетичний бар'єр достатньо великий, конденсована плівка товщиною в декілька моноатомних шарів буде

складатися з декількох конгломератів діаметром у десятки ангстрем, причому вони є тримірними, тобто мають відчутні розміри у площині, перпендикулярній конденсації. Значний розмір пов'язаний із великою енергією критичного зародкоутворення та величиною мінімально можливого критичного розміру зародка. У другому випадку плівка складатиметься з численних, але дрібних агрегатів, оскільки за таких умов розмір критичного зародка мінімальний, а частота зародкоутворення велика. Конденсована плівка в цьому випадку вже при товщинах у декілька десятків ангстрем стає суцільною, оскільки острівці зародкоутворення вже на ранніх стадіях осадження починають об'єднуватися між собою.

1.1.1. Зміна структури зародкоутворення тонких металевих плівок під впливом зовнішніх чинників та природи конденсованого матеріалу

Ефекти, пов'язані із впливом на ріст тонких металевих плівок електричного поля, вивчав Чопра [1], а вплив обробки поверхні підкладки електронним пучком у процесі напилювання були досліджені в роботах Кемпбеллом [2-5]. У процесі дослідження було виявлено, що отримані таким методом тонкі металеві плівки є більш однорідними та спостерігається збільшення концентрації зародків на поверхні підкладки у процесі росту плівки. В роботі Чемберса і Праттона [6] показано, що обробка електронним пучком підкладки з кам'яної солі у процесі напилювання на неї плівок нікелю при температурі 300-380°C приводить до значного покращення структури цих плівок. Проте всі ці дослідження не відображають варіанту постійного впливу поверхневого статичного електричного заряду, що присутній на підкладках із сегнето- чи піроелектричних кристалів, яким є ніобат літію (LiNbO_3), у процесі вакуумного напилювання на них тонких металевих та діелектричних плівок.

Мною та колегами було досліджено вплив поверхневого статичного електричного заряду різної полярності на ріст тонкоплівкових нанорозмірних

структур на підкладках із монокристалів ніобату літію [7]. Було доведено, що знак статичного заряду на поверхні підкладки у процесі осадження по-різному впливає на якість осаджених плівок. Плівки, що напилювалися на негативно заряджену поверхню підкладки з монокристала LiNbO_3 , мали набагато кращу та одноріднішу структуру порівняно з плівками, напиленими на позитивно заряджену сторону. Цю різницю можна пояснити тим, що основна маса парів напилюваного матеріалу складається з атомів і позитивно заряджених іонів, для яких негативно заряджена підкладка є ідеальною поверхнею для притягування іонів матеріалу, які, своєю чергою, стають центрами зародкоутворення, що збільшує концентрацію зародків на підкладці та дозволяє сформувати однорідну за структурою плівку, починаючи з товщини в декілька десятків ангстрем. Натомість позитивно заряджена поверхня підкладки відштовхує позитивно заряджені іони матеріалу, присутні в парах, а це перешкоджає формуванню однорідної поверхні плівки. У цьому випадку, щоб нейтралізувати наявність позитивного статичного заряду на поверхні підкладки, доцільно додатково спрямувати на поверхню електронний пучок (e-beam assist) у процесі напилювання.

Залежність розміру критичного зародка від природи конденсованого матеріалу можна продемонструвати на прикладі вакуумного осадження срібла на скляну підкладку при кімнатній температурі зі швидкістю $1 \text{ \AA} / \text{с}$. Для цього скористаємося формулою (1.7):

$$r_{\text{кр}} = -2(a_1\sigma_1 + a_2\sigma_2 - a_3\sigma_3) / 3\Delta F_v a_3$$

Величини, що входять у цю формулу, мають такі числові значення:

$$\sigma_1 = 1550 \text{ ерг} / \text{см}^2, \quad \sigma_2 = 1250 \text{ ерг} / \text{см}^2, \quad \sigma_3 = 300 \text{ ерг} / \text{см}^2,$$

$$\Delta F_v = -8,7 \cdot 10^9 \text{ ерг} / \text{см}^3.$$

Якщо вважати, що поверхня зародка складається з плоскої поверхні розділу метал – скло та напівсферичної границі розділу з паровою фазою, то постійні коефіцієнти матимуть значення: $a_1 = 2\pi$, $a_2 = \pi$, $a_3 = 2/3\pi$.

Підставляючи ці числові значення у формулу (1.7), отримаємо розмір критичного зародка:

$$r_{кр} = -2(1550 \cdot 6,28 + 1250 \cdot 3,14 + 2,09 \cdot 300) / 3 \cdot (-8,7 \cdot 10^9) = 1094,8 \cdot 10^{-9} \text{ см} \approx 110 \text{ \AA} \quad (1.12).$$

Тобто для формування стійкого процесу росту плівки срібла на скляній підкладці необхідна наявність критичних зародків розміром приблизно 100 Å.

Слід зауважити, що величина розміру критичного зародка в даному випадку не є абсолютно точною, оскільки значення поверхневої енергії для розрахунку бралися для масивних взірців, що є не зовсім коректним, тому можна говорити лише про порядок цієї величини.

У випадку осадження хрому на скляну підкладку при $T = 300^\circ\text{K}$ зі швидкістю $1 \text{ \AA} / \text{с}$, провівши аналогічний розрахунок, отримаємо величину критичного зародка $\approx 10 \text{ \AA}$.

З такого розрахунку випливає, що плівка хрому, напилена на скляну підкладку, буде достатньо однорідною й електрично провідною, на відміну від аналогічної плівки срібла, вже після осадження декількох десятків моноатомних шарів, що й підтверджується експериментально.

Зіставлення результатів вказує на дуже сильну залежність розміру критичного зародка, а отже й однорідності осадженої плівки, від матеріалу, що конденсується. Дійсно, розмір критичного зародка визначається в основному величиною ΔF_v – вільною енергією конденсації матеріалу плівки в масивному стані. Причому ця залежність, згідно з формулою (1.7), обернено пропорційна. Для будь-якої швидкості осадження плівки ступінь пересичення плівки $N \downarrow / N \uparrow$ при температурі підкладки T залежить головним чином від величини теплоти сублімації речовини плівки в масивному стані. Так як основною складовою теплоти сублімації є теплота випаровування й оскільки ця величина пов'язана з температурою плавлення матеріалу правилом Трутона, можна стверджувати, що матеріали з високою температурою плавлення мають високе значення

величини ΔF_v , а отже мале значення розміру критичного зародка $r_{кр}$. Тому металеві плівки з високою температурою плавлення, з таких матеріалів, як вольфрам, тантал, молібден, ванадій, хром та ін., стабільні й електропровідні навіть при товщинах у декілька десятків ангстрем, а стійкість критичних зародків у плівці робить їх дисоціацію та реєвипаровування вкрай малоїмовірними. З іншого боку, такі метали, як срібло, мідь, цинк, нікель, при утворенні однорідної плівки мусять мати досттньо великі зародки, перш ніж вони стануть стабільними, причому збільшення розмірів зародків не приводить до пропорційного збільшення стабільності, тож можливість дисоціації та реєвипаровування для них є достатньо високою. Розмір критичних зародків зменщується і їхня стабільність покращується у випадку, коли матеріал підкладки споріднений до матеріалу плівки, що конденсується. Коли як підкладку вибрати метал із $\Delta F_v \approx -3000 \text{ ерг/см}^3$ і $\sigma_3 = 1000 \text{ ерг/см}^2$, то для конденсації плівки срібла при T підкладки = 300°K і при швидкості осадження 1 \AA/с отримаємо з розрахунку за формулою (1.12) розмір критичного зародка $r_{кр} < 0$. Такий результат фізично неможливий, проте він вказує на реальність створення стійкого зародка вже при поєднанні хоч би двох атомів срібла.

Що стосується зародкоутворення та розмірів критичних зародків при зміні температури підкладки, то цю залежність можна визначити шляхом диференціювання виразу (1.7) по температурі:

$$-1/2 (\partial r_{кр}/\partial T) = (a_1+a_2) [\Delta F_v (\partial \sigma_1/\partial T) - \sigma_1 (\partial \Delta F_v/\partial T)] / 3a_3 \Delta F_v^2 \quad (1.13)$$

Використовуючи типові табличні значення, а саме: $\sigma_1 = 1550 \text{ ерг/см}^2$,
 $\partial \Delta F_v/\partial T = 8,2 \cdot 10^7 \text{ ерг/см}^3 \cdot \text{град}$, $\partial \sigma_1/\partial T = -0,50 \text{ ерг/см}^2 \cdot \text{град}$,
за умови, що $|\Delta F_v| < 1,64 \cdot 10^{11} \text{ ерг/см}^3$ і величиною σ_3 можна знехтувати, матимемо таку нерівність:

$$\partial r_{кр}/\partial T > 0 \quad (1.14)$$

При високій температурі підкладки може утворюватись енергетичний бар'єр, який перешкоджатиме зародкоутворенню (процес ревіпаровування), хоча реально він практично не спостерігається. Отже, підвищення температури підкладки при постійній швидкості напилення плівки приводитиме до збільшення розміру критичного зародка, причому острівкова структура поверхні буде зберігатися при більшій товщині осажденного при нижчих температурах. Як підтвердження знайдемо залежність вільної енергії зародкоутворення від температури, продиференціювавши вираз (1.8) по температурі й знехтувавши зміною енергії адсорбції та значенням поверхневої енергії підкладки σ_3 :

$$\frac{1}{4} (\partial \Delta F_{\text{кр}} / \partial T)_{N\downarrow} = a^3_1 \sigma^2_1 [3 \Delta F_v (\partial \sigma_1 / \partial T) - 2 \sigma_1 (\partial \Delta F_v / \partial T)] / 27 a_3^2 \Delta F_v^3 \quad (1.15)$$

Так як

$$|2 \sigma_1 (\partial \Delta F_v / \partial T)| > |3 \Delta F_v (\partial \sigma_1 / \partial T)| \quad (1.16),$$

отримаємо

$$(\partial \Delta F_{\text{кр}} / \partial T)_{N\downarrow} > 0 \quad (1.17).$$

Зважаючи на те, що частота зародкоутворення перебуває в експоненціальній залежності від температури (1.11), можна стверджувати, що зі збільшенням температури підкладки частота зародкоутворення зменшується за експоненціальним законом.

Згідно з рівнянням (1.4а), збільшення вільної енергії конденсації ΔF_v призводить до експоненціального зростання швидкості зародкоутворення $N\downarrow$. Оскільки вільна енергія поверхні підкладки та поверхні розділу матеріал – підкладка не залежить від швидкості зародкоутворення, маємо:

$$(\partial r_{\text{кр}} / \partial N\downarrow)_T < 0 \quad (1.18)$$

Таким чином, збільшення швидкості напилення приводить до зменшення розмірів критичних зародків та збільшення швидкості їх утворення, і суцільна плівка напиленого матеріалу утворюється при меншій

товщині осажденного шару. Проте, оскільки залежність швидкості зародкоутворення від вільної енергії конденсації матеріалу логарифмічна, для помітної зміни розмірів критичних зародків необхідно, щоб швидкість наплення, а отже, і швидкість зародкоутворення, збільшилася принаймні на декілька порядків.

Швидкість утворення критичних зародків залежить від здатності атомів, що адсорбуються на підкладці, дифундувати та взаємодіяти один з одним. Враховуючи експоненціальну залежність швидкості зародкоутворення від енергії активації поверхневої дифузії (1.11), можна припустити, що при збільшенні енергії активації дифузії швидкість зародкоутворення зменшуватиметься і зародки зможуть рости тільки за рахунок атомів, що потрапляють на підкладку з парової фази.

Величина енергії зв'язку адсорбованих атомів із підкладкою має безпосередній вплив на розміри критичних зародків $r_{кр}$ та вільну енергію цих зародків $\Delta F_{кр}$. Чим міцніший зв'язок адсорбованих атомів із підкладкою, тим менші розміри критичних зародків і більша частота зародкоутворення. Якщо підкладка неоднорідна або містить на своїй поверхні потенціал, то, залежно від характеру неоднорідності чи знака потенціалу, буде формуватися плівка осажденного матеріалу з більшими чи меншими розмірами критичних зародків та з більшою чи меншою швидкістю зародкоутворення.

Попереднє нанесення на підкладку тонкого підшару металу з високою температурою випаровування збільшує енергію зв'язку з підкладкою атомів металу з нижчою температурою випаровування і, як результат, зменшує енергетичний бар'єр зародкоутворення та, відповідно, $r_{кр}$ і $\Delta F_{кр}$. У випадку нанесення металевої плівки на вже осащений металевий підшар, енергія зв'язку між шарами може змінюватися від величини енергії вандерваальсівської взаємодії в декілька десятків електронвольт до величини енергії металічного зв'язку в декілька електрон-вольт. Прикладом може служити нанесення підшару хрому на скляну чи монокристалічну підкладку

для подальшого нанесення шару міді чи золота або пара ванадій-алюміній, що широко використовується при виготовленні приладів функціональної електроніки.

1.1.2. Конденсатно-острівкова модель при формуванні тонкоплівкових структур на підкладаках з поверхневим статичним зарядом та утворення дефектів

На особливу увагу заслуговує нанесення металевих шарів на підкладку з поверхневим потенціалом. Нами експериментально доведено, що при формуванні тонкоплівкових структур на позитивно зарядженій підкладці з монокристала LiNbO_3 , на поверхні, що перпендикулярна кристалографічній осі Z , енергетичний бар'єр зародкоутворення $\Delta F_{\text{кр}}$ є досить високий. Це пов'язано в першу чергу з процесом відштовхування позитивно заряджених іонів матеріалу, що напилюється на позитивно заряджену підкладку. Іони, поряд з атомами напилюваного матеріалу, завжди присутні в осаджуваному потоці тією чи іншою мірою. В даному випадку вони практично виключаються з процесу зародкоутворення, а крім того перешкоджають потраплянню атомів розпилюваного матеріалу на поверхню підкладки. В результаті такої взаємодії вільна енергія адсорбованих атомів $\Delta F_{\text{ад}}$ дуже мала, що призводить до суттєвого збільшення критичного розміру зародкоутворення $r_{\text{кр}}$ та зменшення кількості зародків на одиницю площі. Це продемонстровано на схематичному зображенні осадження плівки хрому на позитивно заряджену сторону підкладки LiNbO_3 (Рис. 1.1).

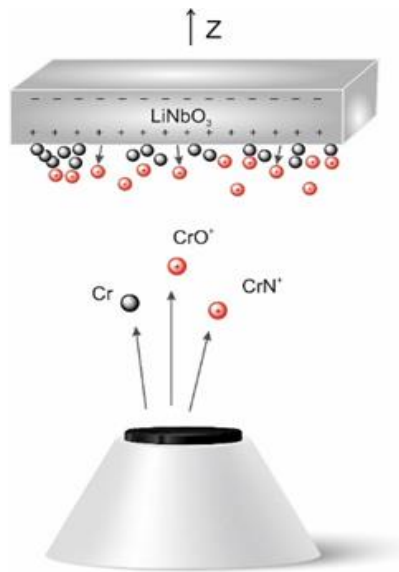


Рис.1.1. Схематичне зображення процесу конденсації Cr на позитивно заряджену поверхню кристала ніобату літію.

Крім того, встановлено, що розвитку острівкової структури сприяють такі умови: висока температура підкладки, низька тугоплавкість матеріалу, що випаровується, низька швидкість осадження, слабка енергія зв'язку між плівкою і підкладкою, висока поверхнева енергія матеріалу плівки та низька поверхнева енергія підкладки.

Після утворення критичного зародка на поверхні підкладки до нього будуть приєднуватись атоми й іони матеріалу з випаровуваного потоку та з числа тих, що мігрують по поверхні підкладки. Коли острівці досягають достатньо великого розміру, вони починають дотикатися один до одного, утворюючи границю розділу зерен, або зливатися між собою, утворюючи одне зерно. Процес розростання критичних зародків та їхнє об'єднання з наступним формуванням суцільної плівки супроводжується утворенням різноманітних дефектів у структурі плівки в процесі її росту.

Дефектоутворення в тонких плівках були досліджені за допомогою електронного мікроскопа та представлені в роботах Ментера, Бассета й Пешлі [8,9], Філіпса [10], Метьюза [11] та інших авторів. У цих працях досліджувалися монокристалічні плівки золота і срібла, вирощені епітаксійно

на поверхні кам'яної солі. За допомогою методу електронної мікроскопії в монокристалічних епітаксійних плівках спостерігалися такі типи дефектів: двійники та двійникові границі, повні та часткові дислокації, границі зерен, а також вторинні дефекти, такі як дислокаційні петлі, тетраедри дефектів упаковки та невеликі точкові дефекти, ймовірно вакансії. Слід очікувати, що характер дефектів, які виникають у таких плівках, не надто відрізнятиметься від дефектів плівок, отриманих вакуумним розпиленням, хіба що дефекти упаковки та двійникові границі спостерігатимуться значно рідше. Найпоширенішими дефектами плівок, отриманих вакуумним розпиленням, є дислокації, густина яких досягає 10^{10} - 10^{11} лін/см². Можливі декілька механізмів виникнення дислокацій у процесі росту таких плівок. При сполученні двох острівців на поверхні підкладки, кристалічні ґратки яких повернуті одна відносно іншої, може утворитися субграниця розділу, що містить дислокації. Дислокації можуть виникати на краю пор у плівці, на поверхні розділу плівка – підкладка в результаті різних КТР можуть виникати напруження, що призводять до утворення приграничних дислокацій у вигляді сітки. Що стосується вторинних дефектів, то спостерігаються дефекти, подібні на точки, що виникають, можливо, через накопичення вакансій або атомів домішок, які потрапляють у плівку в процесі напилення.

1.2. Механічні властивості плівкових структур

1.2.1. Механічна стійкість та ступінь адгезії тонких плівок, нанесених на різні типи підкладок

Оцінка механічної стійкості та ступеня адгезії тонких плівок надзвичайно важлива з точки зору якості покриття, що, своєю чергою, впливає на якість виробів та пристроїв, де воно використовується. Великі внутрішні напруження, що виникають у процесі напилювання плівок, можуть призвести

до відшаровування та розтріскування плівок. Тому дуже важливо оцінити механічну стійкість покриття та ступінь сумісності підкладки і плівки, а також технологічні прийоми, які дозволили б мінімізувати наявні проблеми.

Одним із факторів механічної стійкості плівок є їхня мікротвердість. Вимірювання мікротвердості плівок проводиться за допомогою твердого зонда. Зонд із певним зусиллям вдавлюють у поверхню, а потім досліджують відбиток. Глибина лунки та характер відбитка можуть характеризувати мікротвердість плівки в порівнянні з масивним взірцем. Така методика втілена у пристрої для вимірювання мікротвердості Віккерса, де як зонд використовувалася чотиригранна алмазна піраміда; у пристрої Кнупа використано піраміду, в якій співвідношення довжин кожних двох ребер рівно семи. При рівному навантаженні піраміда Віккерса проникає у плівку втричі глибше, ніж піраміда Кнупа. Це дозволяє використовувати різні пристрої для плівок із різною мікротвердістю. У статті Ангуса [12] підтверджується, що індикатором Віккерса при навантаженні зонда в 1 г можна виміряти мікротвердість плівки золота товщиною більше 5 мкм. Палатник із колегами використав цю методику для вимірювань товстих мідних плівок [13].

На жаль, така методика не придатна для тонких плівок. Для таких плівок популярним методом визначення мікротвердості є використання зонду з покриттям зі шкіри чи замші який здійснює обертовий рух. При надавлюванні такого зонду з певним зусиллям на поверхню плівки, включається обертовий рух та вираховується кількість обертів зонда до моменту повного знімання плівки, або ж задається критична кількість обертів зонда застосованого з певним фіксованим зусиллям, яке повинна витримати плівка певної товщини до повного стирання. Такі величини регламентуються стандартами для кожного матеріалу зокрема. Цей метод придатний при умові хорошої адгезії плівки до підкладки.

Компанія Brenson Instrument розробила пристрій для вимірювання мікротвердості плівки з використанням ультразвуку. Робота пристрою

основується на зміні частоти коливання мікрозонда в міру його заглиблення в поверхню плівки. А контактна площа заглиблення зонда пропорційна твердості плівки.

Адгезія тонких плівок до поверхні підкладки визначається рядом факторів. По-перше, це різниця коефіцієнтів термічного розширення (КТР) підкладки і плівки, оскільки нанесення плівок відбувається при нагріві підкладки до температури близько 200°C. По-друге, це умови нанесення плівок, а саме: чистота поверхні підкладки, температура підкладки, швидкість нанесення, ступінь вакууму, чистота супутніх газів, метод розпилювання та ін. Розглянемо кожен із цих факторів докладніше. Звичайно, не існує ідеальних підкладок, у яких КТР на сто відсотків збігався з КТР матеріалу плівки, проте якщо є можливість вибору, цей фактор потрібно врахувати й підібрати матеріали підкладки та плівки з максимально близьким КТР. Важливим є напилювання тонкого адгезивного проміжного підшару, який виступає в ролі сполучної ланки між підкладкою та основною плівкою. Як правило, КТР такого підшару є близьким до КТР підкладки, він має високу щільність та мікротвердість, і тому його товщина в декілька десятків нанометрів є цілком достатньою для досягнення хорошої адгезії основної плівки. Для плівок міді та золота використовують, як правило, підшар хрому, а для плівок алюмінію-підшар ванадію. Також можуть слугувати як підшар тонкі плівки титану, молібдену, танталу чи вольфраму.

Чистота поверхні підкладки є визначальним фактором. Очистка передбачає розрив адсорбційних зв'язків між підкладкою і забрудненнями без порушення поверхні самої підкладки. Забруднення можуть виникати в результаті виготовлення, контактів із людиною, це можуть бути пилинки з повітря, волокна та часточки масла. Хіміобробка також залишає залишки хімреактивів на поверхні підкладки, тому фінішну очистку підкладок проводять в ультразвуковій ванні та парах ізопропілового спирту. При розміщенні підкладок у вакуумній камері перед напилюванням проводять

іонну очистку, бомбардуючи підкладки іонами аргону протягом декількох хвилин. Збільшення температури підкладки також є чинником покращення адгезії плівки. Швидкість напилювання впливає на однорідність плівки, а отже і на адгезію. Чистота газів – супутників процесу напилювання, величина вакууму також є додатковими факторами, що впливають на забруднення підкладок уже у вакуумній камері. Застосований метод розпилювання значно впливає на адгезію плівок. Магнетронне розпилювання плівок у вакуумі є більш придатним з точки зору адгезії порівняно з термічним чи електронно-променевим напилюванням завдяки чистоті переносу напилювального матеріалу на підкладку та якості структури плівки, а також завдяки тому, що атоми розпилюваного матеріалу мають вищу енергію та можуть руйнувати забруднення і створювати щільніше упакування плівки. Важливим фактором адгезії плівок є статичний заряд на поверхні підкладки. Це актуально для підкладок із LiNbO_3 , LiTaO_3 та інших сегнето- та піроелектриків, поверхня яких уздовж певних орієнтаційних осей у результаті механічного чи температурного впливу отримує статичний заряд. Нами експериментально доведено, що металеві та оксидні плівки нанесені на позитивно заряджену підкладку з вищеперелічених матеріалів, мають гіршу адгезію, ніж плівки на підкладках із негативно зарядженою поверхнею.

Адгезію плівок визначають стандартними методами з допомогою приварювання чи приклеювання стержнів до поверхні плівки та визначення зусилля на відрив плівки від поверхні підкладки. Універсальним методом оцінки адгезії є метод липкої стрічки. Коли приклеєна до поверхні плівки липка стрічка в результаті відриву не пошкоджує її, адгезія вважається задовільною.

1.2.2. Внутрішні напруження, що виникають у процесі конденсації у вакуумі тонкоплівкових структур

В плівках напилених у вакуумі закладені внутрішні напруження, які виникають із різних причин. . По-перше, через різні КТР підкладки і плівки, різну структуру підкладки та плівки, а також за рахунок неповної структурної впорядкованості, у тому числі й через забруднення в процесі росту плівки.

Внесок термічних напружень може змінюватися залежно від температури підкладки, а також від матеріалу плівки та підкладки. Вираз для деформації плівки можна записати у вигляді:

$$\varepsilon_T = (\alpha_f - \alpha_s)\Delta T \quad (1.19),$$

де α_f і α_s – коефіцієнти термічного розширення для плівки та підкладки відповідно, ΔT – різниця температур підкладки під час напилювання і вимірювання. Знак величини напруження: плюс – для розтягнення, мінус – для стиснення. Коефіцієнт розширення для скла рівний $5-8 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$, а для більшості металів становить $10-20 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$.

Оскільки коефіцієнти термічного розширення плівки як правило більші ніж КТР підкладки і різниця температур ΔT додатня, тому для металевих плівок напилених на склі, напруження матимуть розтягуючий ефект, а на підкладках із лужно-галоїдних кристалів – стискаючий.

Як правило, внутрішні напруження, що виникають у процесі конденсації, спадають при збільшенні температури підкладки, а при температурі 250°C практично зникають, наприклад, для плівок нікелю, напилених на скляну підкладку. Проте температурні напруження залишаються. І тому в цій ситуації дуже важливо знайти баланс між температурою нанесення плівок, та матеріалом підкладки і плівки.

Внутрішні напруження певною мірою є відображенням структури плівки, тому слід очікувати, що вони напряму задежать від її товщини,

швидкості нанесення, та температури підкладки. В роботах [14, 15, 16] були досліджені внутрішні напруження плівок срібла, золота та міді в залежності від їхньої товщини.

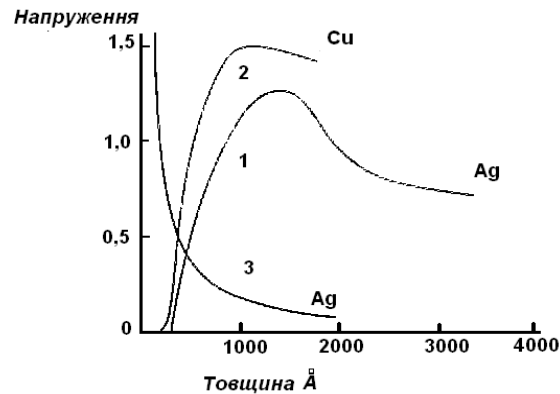


Рис. 1.2. Залежність середнього напруження (10^9 дин/см²) від товщини плівок міді та срібла з різних літературних джерел (1 - [14], 2- [15], 3 - [16]).

Доки товщина плівок сягає декількох сотень ангстремів, напруження плівок практично відсутні. При збільшенні товщини від 400 до 1500Å напруження різко зростають, а після 2000Å і до 4000Å стабілізуються. Такий характер напружень можна пояснити тим, що при товщинах більше 1000Å аморфні плівки вищеперелічених металів поступово перетворюються в полікристалічні, а власні напруження обумовлені процесом кристалізації. При великих швидкостях напилювання (70 – 150 Å/с) відбувається зростання внутрішнього напруження плівок [17,18,19], після чого настає насичення.

Чистота супроводжуючих газів при напилюванні, чи низький вакуум не впливають суттєво на напруження плівок [20], хоча є окремі дані [21] про утворення стискаючих напружень у плівках алюмінію при тиску в камері більше 10^{-4} мм.рт.ст. Це пов'язано, скоріш за все, з утворенням на поверхні металевих плівок нітридних чи оксидних шарів, які мають іншу щільність в порівнянні з основною плівкою.

Напруження в діелектричних плівках мають складніший характер і є більш залежними від умов напилювання. Оксидні плівки напилюються з

додаванням кисню в камеру, що змінює показник заломлення цих плівок, а відповідно і їхню структуру.

На Рис. 1.3 представлено дослідження залежності напружень плівок ZnS та SiO від товщини, температури підкладки та швидкості напилювання.

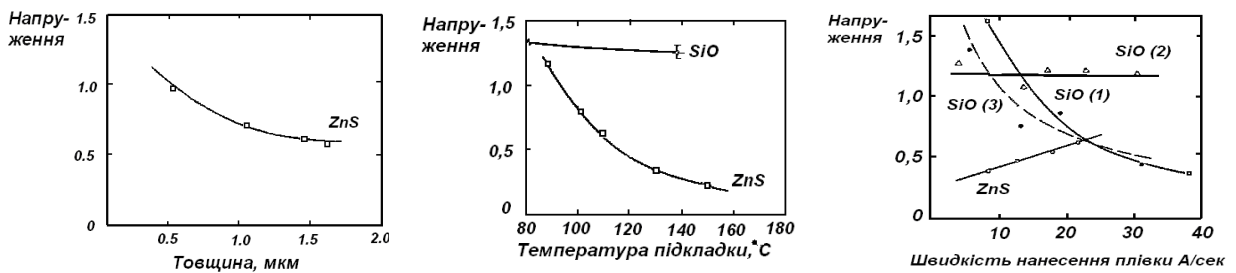


Рис.1.3. Залежність стискаючих напружень (10^9 дин/см²) плівок ZnS та SiO(1), і розтягуючих напружень плівок SiO (2) від товщини, температури підкладки та швидкості нанесення плівок [22,23].

Плівки ZnS напилювались на скляні підкладки зі швидкістю 20 Å/с при температурі 110°C. Результати досліджень показали, що зі збільшенням товщини плівки її напруження зменшуються і стабілізуються в діапазоні товщин 1,5 – 2,0 мкм. Поведінка плівок ZnS сильно відрізняється від поведінки плівок SiO, в яких напруження в діапазоні 1000-6000 Å практично не залежать від їхньої товщини та від температури підкладки.

Пріст з колегами [23] дослідили залежність напруження плівок SiO від потужності джерела розпилювання, а відповідно його температури і показали, що ця залежність є достньо суттєва. Іншим важливим фактором є величина парціального тиску кисню в камері в процесі напилювання. Автори спостерігали збільшення розтягуючих напружень при зменшенні парціального тиску кисню, а при високих парціальних тисках кисню в камері у плівках SiO спостерігається стискаюче напруження.

1.3. Електрофізичні властивості тонкоплівкових структур.

Відомо, що питомий опір тонких металевих плівок товщиною в декілька десятків ангстремів може на кілька порядків перевищувати питомий опір масивного взірця. Така різка відмінність питомого опору не може пояснюватися зменшенням довжини вільного пробігу носіїв заряду, скоріш за все така особливість спричинена утворенням окремих зародків, та їх розростанням з пізнішим об'єднанням та перетворенням у суцільну плівку. Тому в таких плівках питомий опір визначається можливістю чи неможливістю переміщення носіїв заряду між окремими зародками, причому величина опору самих зародків є несуттєвою. Ця величина набирає значення за умови розростання зародків у кластери, які, об'єднуючись між собою, утворюють суцільну плівку. Важливішим моментом провідності острівкових плівок є від'ємний температурний коефіцієнт опору; до того ж, у широкому діапазоні температур опір змінюється з температурою за експоненціальною залежністю, що продемонстровано на прикладі плівок нікелю, вольфраму та молібдену [24].

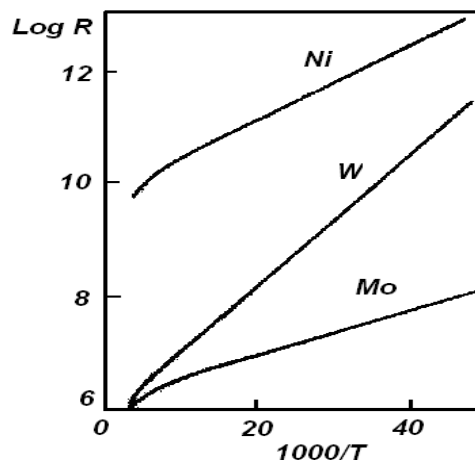


Рис.1.4. Залежність опору від температури острівкових плівок різних металів [24].

Поясненням такого феномену може бути зростання з ростом температури, міграційних та дифузійних процесів атомів напилюваного матеріалу, коли в результаті взаємодії збільшується число контактів між

окремими атомами та зародками на поверхні підкладки. На основі цих уявлень Мінн [25] вивів наступну формулу для острівкової електропровідності тонких плівок:

$$\sigma = \frac{VeT}{k} \cdot a \cdot \exp - \left(\frac{\varphi - \gamma e^2 / a}{kT} \right) \quad (1.20),$$

де B – постійна величина, характерна для конкретної плівки, T – температура підкладки, e – заряд електрона, k – постійна Больцмана, a – відстань між зародками, φ – робота виходу електронів із масивного взірця металу. Вираз $\gamma e^2/a$ відображає вклад сил взаємодії між острівками, якщо відстань a достатньо мала то різниця $\varphi - \gamma e^2/a$ також може бути достатньо малою.

Існує ще один можливий механізм електропровідності тонких плівок, а саме шляхом тунельного проходу носіїв заряду між острівцями плівки. У процесі тунельної електропровідності беруть участь тільки ті носії, котрі перебувають в збудженому стані, що дає їм можливість долати енергетичний бар'єр, який утворюється на границях острівців. Аналіз такого механізму провідності проведено в роботах Нейгебауера та Уебба [26], які показали, що енергія, необхідна для переносу носія заряду рівна e^2/r – де e – заряд електрона, r – середній лінійний розмір острівця. Тому носії заряду, що беруть участь у цьому процесі мусять мати в збудженому стані енергію, що перевищує енергію Фермі принаймні на величину e^2/r . Рухливість носіїв заряду при міжострівковій провідності визначається імовірністю тунельного переходу носіїв заряду між острівцями, що ідентично тунельному переходу між двома частинами металу, розділеного тонким шаром діелектрика, і визначається як:

$$1/d \exp [- (4\pi d/h) \sqrt{2m\varphi}]. \quad (1.21)$$

Електропровідність рівна добутку рухливості, концентрації та заряду носіїв:

$$\sigma = \frac{A\sqrt{2m\phi}}{h^2d} \exp\left(\frac{-4\pi d}{h} \sqrt{2mq}\right) B \exp\left(-\frac{e^2 / \chi r}{kT}\right) \quad (1.22),$$

де A та B – постійні величини, що описують властивості конкретного матеріалу плівки, ϕ – потенційний бар'єр між острівцями плівки, рівний приблизно роботі виходу носія заряду з масивного металевго взірця, e - заряд електрона, m – маса електрона, χ – діелектрична проникність, величина якої знаходиться в межах діелектричної проникності підкладки та зовнішнього середовища, r – середній лінійний розмір острівця. З формули (1.21) можна зробити висновок, що електропровідність острівкових плівок значною мірою залежить від розміру острівців та відстані між ними.

Залежність електропровідності від напруженості електричного поля для тонкоплівкових структур також відрізняється від аналогічної залежності в масивних взірцях, оскільки при прикладанні напруги в масивному взірці напруженість поля завжди буде більшою ніж в тонкій плівці, яка складається з великої кількості острівців з окремими падіннями напруг в проміжках між ними.

1.3.1. Вплив температурних чинників на зміну опору тонких плівок металів, температурний коефіцієнт опору.

Електропровідність тонких плівок також значно залежить від температури підкладки та її коефіцієнту термічного розширення. Тому теплове розширення підкладки та плівки змінює провідність та температурний коефіцієнт опору (ТКО) плівки [27]. У плівок, що напилені на підкладку з високим КТР, при нагріві відстані між острівцями будуть зростати і таким чином ми отримаєм позитивний ТКО, а вираз для провідності острівкових плівок матиме вигляд:

$$\sigma = \frac{A\sqrt{2m\varphi}}{h^2 d_0 (1 + \alpha_s T)} \exp\left[-\frac{4\pi d_0}{h} (1 + \alpha_s T) \sqrt{2m\varphi}\right] \quad (1.23),$$

де α_s – коефіцієнт термічного розширення матеріалу підкладки, d_0 – відстань між острівцями при 0°K , φ – потенціальний бар'єр між острівцями, m – маса електрона. Виходячи з цього виразу, температурна залежність електропровідності є експоненціальною, що підтверджується на практиці.

Від'ємні значення ТКО спостерігаються в плівках тугоплавких металів, таких як тантал, молібден, хром, та інших, які мають підвищену здатність при збільшенні температури підкладки захоплювати кисень в процесі осадження, особливо при низьких значеннях вакууму. В цьому випадку можливий варіант утворення на поверхні острівців окисної плівки, яка фактично ізолює їх один від одного, що призводить до зростання питомого опору таких плівок, а отже і до зменшення електропровідності. Виходячи з виразу (1.23) провідність тонких плівок має експоненціально зменшуватись з ростом температури. Тонкі плівки золота та срібла, напилені на тефлонову підкладку, мають високу рухливість атомів на поверхні, утворюючи достатньо великі острівці. Практично лінійна залежність логарифма провідності цих плівок від температури (Рис1.5) підтверджує теоретичні розрахунки, причому плівка золота мала позитивний ТКО, який при 100°K рівний $0,008/^\circ\text{C}$, тоді як ТКО масивного взірця складає $0,003/^\circ\text{C}$.

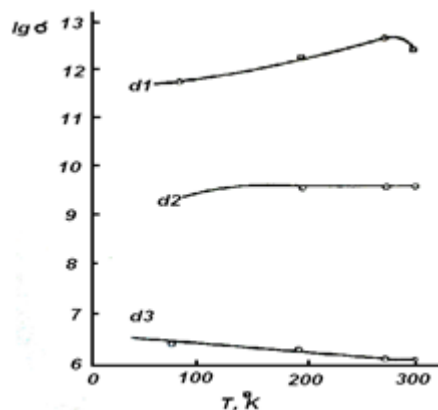


Рис.1.5. Залежність логарифма провідності σ від температури для золотих плівок на тефлоновій підкладці [28].

Питомий опір тонких плівок до 50 °К змінюється з температурою пропорційно T^3 , тоді як масивного взірця пропорційно T^5 . Вище 50°К характер кривих плівок різної товщини практично збігається, а починаючи з кімнатної температури залежність стає приблизно лінійною. На графіках чітко відстежується різниця температурної залежності питомого опору плівок різної товщини та масивного взірця, вона є максимальною при температурі 25°К. Суттєво різняться значення питомих опорів масивного взірця і тонких плівок у діапазоні температур 10-40°К. Для вивчення взаємодії електронів, що зумовлюють провідність тонких плівок, з коливаннями ґратки (фононами) використовують так звану дебаєвську температуру. Робиться припущення, що максимальна частота коливань фононів, а отже, їхня мінімальна довжина хвилі має бути співрозмірна міжатомній відстані кристалічної ґратки, тоді дебаєвську температуру в залежності від цієї максимальної частоти можна записати у вигляді:

$$\theta = h \nu_{\text{макс}} / k \quad (1.24)$$

де h – товщина плівки, $\nu_{\text{макс}}$ – максимальна частота коливань фононів кристалічної ґратки k – стала Больцмана. Для багатьох металів дебаєвська температура близька до кімнатної або нижча, тому температурна зміна провідності плівок при $T \geq 25^\circ\text{C}$ матиме приблизно лінійний характер. Тоді в цьому діапазоні температур температурний коефіцієнт опору (ТКО) можна визначити так:

$$\alpha = \Delta R / R \Delta T \quad (1.25)$$

На провідність тонких металевих плівок вплив має температура, домішки та вакансії. Правило Маттиссена говорить, що питомий опір взірця буде

складатися з суми окремих факторів, які призводять до його зміни, плюс температурний внесок у зміну питомого опору. Температурний коефіцієнт опору можна представити виразом:

$$\alpha = d\rho/\rho dT = d\rho_{\text{тем}} / \rho dT \quad (1.26)$$

або
$$\alpha\rho = d\rho_{\text{тем}} / dT \quad (1.27)$$

Альтман [29] вимірюючи ТКО тонких плівок танталу товщиною 200 Å, а також Юнг та Люїс [30] на плівках хрому товщиною до 30 Å довели, що правило Маттиссена справедливе для тонких плівок такої товщини.

Якщо прийняти, що теплові коливання ґратки і дефекти плівки розсіюють електрони незалежно, то питомий опір плівки можна записати у вигляді:

$$\rho_o = \rho_r + \rho_L(T) \quad (1.28)$$

де ρ_r – опір, що виникає внаслідок розсіювання електронів статичними дефектами, ρ_L - опір викликаний розсіюванням на фононах.

Степінь чистоти металевому шару визначають через залишковий опір

$$r = \rho_k / \rho_r \quad (1.29),$$

де ρ_k – питомий опір при кімнатній температурі.

Електропровідність металевому полікристалічного шару, або монокристалічного з кубічною симетрією може бути записана у вигляді:

$$\sigma_o = 1/\rho_o = ne^2l / m\nu_F \quad (1.30),$$

де n – концентрація вільних носіїв, e – заряд електрона, l – довжина вільного пробігу електрона, m – ефективна маса електрона, v_F – швидкість руху електрона на поверхні Фермі. Для шару металу з кубічною симетрією справедливий і такий вираз:

$$\sigma_o = e^2 S l / 12 \pi^3 h^* \quad (1.31),$$

де S – площа поверхні Фермі, $h^* = h/2\pi$ – стала Планка.

Використовуючи (1.29) і (1.30) можемо отримати вираз:

$$\sigma_o l = (e^2/h^*)(n^2/3\pi^2)^{1/3} \quad (1.32)$$

Таким чином бачимо, що $\sigma_o l$ не залежить від температури, а маючи значення провідності, та довжини вільного пробігу електронів, можемо визначити площу поверхні Фермі та ефективну концентрацію вільних електронів.

Кінетичні коефіцієнти тонкої плівки відрізняються від відповідних характеристик масивного металу внаслідок додаткового розсіювання носіїв заряду поверхнями плівки (зовнішній розмірний ефект) та міжзеренними границями (внутрішній розмірний ефект) [31].

Формула для провідності тонкої плівки по відношенню до провідності масивного взірця була запропонована Ловеллом [32]:

$$\sigma/\sigma_o = k \left[\ln \left(\frac{1}{k} \right) + 1 \right] \quad (1.34)$$

Проте ця формула не враховує статистичного розкиду довжин вільного пробігу електронів навколо середнього значення. Це врахував Фукс [33]. Використавши кінетичне рівняння Больцмана, і вважаючи поверхню Фермі

сферичною, а розсіювання електронів поверхнею плівок хаотичним, він отримав співвідношення:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{4} \left(k - \frac{k^2}{12} \right) E_i(-k) - \frac{3}{8k} (1 - e^{-k}) - \left(\frac{5}{8} + \frac{k}{16} - \frac{k^2}{16} \right) e^{-k} \quad (1.35),$$

де

$$-E_i(-u) = \int_u^{\infty} \left(\frac{e^{-t}}{t} \right) dt$$

В випадку відносно товстої плівки або високої температури підкладки вираз (1.35) прийме наступний вигляд:

$$\sigma/\sigma_0 = 1 - \frac{3}{8} k \quad (1.36)$$

В даному випадку $k \geq 1$, при умові тонкої плівки (декілька десятків ангстрем) або холодної підкладки при $k \leq 1$ вираз (1.35) можна записати у вигляді:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{3k}{4} \right) \ln \left(\frac{1}{k} \right) \quad (1.37)$$

Точнішим наближенням може слугувати вираз:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{3k}{4} \right) \left[\ln \left(\frac{1}{k} \right) + 0,423 \right] \quad (1.38)$$

Вплив на провідність тонкої плівки має також так званий параметр дзеркальності p , що являє собою ступінь розсіювання електронів від поверхні плівки, який ввів Фукс[33].

Він припустив, що деяка частина електронів, котра мала б брати участь в проходженні електроичного струму, дзеркально розсіюється поверхнею плівки. Параметр дзеркальності вважається рівним одиниці, коли кут падіння,

який відраховується від нормалі до поверхні, більший за критичний кут θ , і рівний нулю, коли кут падіння менший від θ . Критичний кут θ , при якому параметр дзеркальності змінюється від нуля до одиниці залежить від дебройлівської довжини хвилі електрона та шорскості поверхні плівки. Формула провідності з врахуванням параметра дзеркальності була запропонована Чемберсом [34] і Зондгеймером [35] і має вигляд:

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)_{k,p} = (1-p)^2 \sum_{n=1}^{\infty} np^{n-1} (\sigma/\sigma_0)_{nk,p=0} \quad (1.39)$$

При $k \ll 1$, для тонких плівок, при малому значенні параметра дзеркальності p вираз (1.39) зводиться до наступного:

$$\sigma/\sigma_0 = [3k(1+p)/4(1-p)] \ln(1/k) \quad (1.40)$$

Якщо врахувати, що поверхня плівки зі сторони підкладки відрізнятиметься від її зовнішньої поверхні, то і параметр дзеркальності обох поверхонь буде різним. Для такого випадку була отримана формула з врахуванням різних параметрів дзеркальності p і q обох сторін плівки:

$$\sigma/\sigma_0 = [3k(1+p)(1+q)/4(1-pq)] \ln(1/k) \quad (1.41)$$

Формула розрахована для умови тонкої плівки при $k \ll 1$. Якщо обидві поверхні плівки мають однаковий параметр дзеркальності, то ця формула переходить у вираз (1.40).

Юречке [36] і Лукас [37] провели розрахунок провідності для товстої і тонкої плівок з різними параметрами дзеркальності поверхонь плівки p і q :

$$\sigma / \sigma_0 = 1 - (3/8k) \left[1 - \frac{1}{2}(p + q) \right] \quad \text{для } k \gg 1 \quad (1.42)$$

$$\sigma / \sigma_0 = [3(1 + p)(1 + q) / 4(1 - pq)] k \ln(1/k) \quad \text{для } k \ll 1 \quad (1.43)$$

Для того щоб розрахункові дані провідності плівок збігалися з реальними вимірюваннями, тонкі плівки повинні бути однорідними по товщині, мати високий ступінь чистоти з низькою концентрацією структурних дефектів та плоскопаралельні поверхні. Крім того, для вимірювання провідності при кімнатній температурі, товщина плівок має бути співмірна з довжиною вільного пробігу носіїв заряду, або менша за неї. Проте в реальних умовах із ростом товщини плівок відбуваються зміни в шарі напиленої плівки пов'язані зі специфікою напилення (взаємодія напилюваного матеріалу з тиглем, дифузія в плівку злишкових газів та ін.) тому структура плівки біля підкладки скоріш за все буде відрізнятися від її структури всередині та на поверхні. А будь-яка зміна ступеня чистоти плівки чи її структури призводить до непрогнозованої зміни залежності провідності від товщини.

Кількісне порівняння розрахункової і експериментальної провідностей плівок провели Рейнольдс і Стівел [38]. Вони заміряли залежність питомого опору плівок міді та срібла від товщини при кімнатній температурі, а також температурного коефіцієнта опору . Плівки були нанесені методом розпилення у вакуумі. Зіставлення експериментальних даних з теоретичними розрахунками показало високий ступінь узгодження з теорією Фукса. Значення довжини вільного пробігу для міді та срібла при кімнатній температурі становили 450 та 520 Å відповідно.

1.3.2. Вплив товщини плівок на їх питомий опір

Товщина плівок, поряд із температурою, чистотою матеріалу, структурою є визначальним фактором впливу на їхній питомий опір. Це пов'язано з довжиною вільного пробігу електронів в плівці. При зменшенні товщини плівки до розмірів співмірних з довжиною вільного пробігу електронів, кількість зіткнень вільних електронів з поверхнею плівки починає перевищувати величину співзіткнень, що призводить своєю чергою до збільшення питомого опору при певній температурі. Слід зазначити, що ефективним впливом на питомий опір плівки служать тільки недзеркальні зіткнення електронів з її поверхнею, тобто коли кут відбивання електрону від поверхні відрізнятиметься від кута падіння. Поверхнєве розсіювання електронів вносить свою частку в питомий опір плівок переважної більшості металів, при товщинах від 2Å до 300Å залежно від матеріалу, при кімнатній температурі.

При зменшенні товщини плівки до певної критичної величини (одиниці ангстремів) її питомий опір може різко зростати до значень в декілька порядків більших ніж в масивних взірцях. Така різка зміна величини питомого опору надто велика, щоб її можна було пояснити зменшенням довжини вільного пробігу електронів. Скоріш за все це пов'язано з моментом об'єднання окремих острівців (кластерів) в суцільну плівку в процесі осадження. Коли достатня кількість острівців об'єднається можна говорити про вирішальну складову питомого опору- власний опір металу, що наноситься.

Питомий опір типових острівкових плівок може в 10^6 разів перевищувати питомий опір масивних взірців. Ще більш характерною особливістю таких плівок є від'ємний температурний коефіцієнт опору, що визначається експоненціальною залежністю Арреніуса. Від'ємний коефіцієнт опору передбачає наявність активаційного процесу, яким може служити перенос носіїв заряду між окремими зернами чи острівцями шляхом термоелектронної емісії. В цьому випадку величина термоелектронного

струму експоненціально залежить від висоти потенціального бар'єру між острівцями. При зближенні острівців перекриття потенціалів призведе до зниження потенціального бар'єру і як результат до зростання величини проходження струму.

На основі цих уявлень Мінн [25] вивів такий вираз для електропровідності острівкових плівок:

$$\sigma = \frac{BeT}{k} a \exp\left(-\frac{\varphi - ve^2/a}{kT}\right) \quad (1.44)$$

Де B – постійна величина, характерна для конкретної плівки, T – температура, e – заряд електрона, k – постійна Больцмана; a – відстань між острівцями, φ – робота виходу електронів з масивного взірця, ve^2/a – вклад сил електростатичної взаємодії. Якщо a є достатньо малим, то цей вклад складає декілька електронвольт і відповідно різниця

$\varphi - ve^2/a$ також буде достатньо малою. Експериментально визначені значення енергії активації знаходяться в межах від 0,001 до 1,0 еВ.

Крім того існує інший механізм переносу носіїв електричного заряду між острівцями плівки, а саме тунельний ефект. Аналіз такого механізму електропровідності острівкових плівок був відображений в роботах Нейгебауера та Вебба [39]. Енергетичною складовою переносу електричних зарядів служить так звана енергія активації, яка є енергією, що необхідна для переносу заряду від одного острівця до іншого з подоланням енергетичного бар'єра. На існування такої енергії було вказано в роботі Гортера [40] Величина цієї енергії становить e^2/r – де e – заряд електрона, а r – середній лінійний розмір острівця.

Ефект тунелювання можливий лише для тих носіїв (електронів чи дірок), які перебувають у збудженому стані з енергією, що перевищує енергію Фермі на величину e^2/r

При цьому острівці втрачають свій нейтральний статус, а число таких заряджених острівців є пропорційним величині $\exp[(-e^2/r)/kT]$. Ці заряджені

острівці можуть служити носіями електричного струму, причому дрейф носіїв заряду від одного острівця до іншого може здійснюватися швидше ніж при звичайному способі переносу носіїв. В такому випадку провідність острівкової плівки буде мати наступний вигляд:

$$\sigma = \frac{A\sqrt{2m\phi}}{h^2d} \exp\left(\frac{-4\pi d}{h}\sqrt{2m\phi}\right) B \exp\left(-\frac{e^2/\chi r}{kT}\right) \quad (1.45),$$

де A і B – постійні величини, що характеризують матеріал плівки, ϕ – потенціальний бар'єр між острівцями, e , m – заряд та ефективна маса електрона відповідно, χ – діелектрична проникність, r – середній лінійний розмір острівців.

При зменшенні товщини плівки її електропровідність зменшується, а енергія активації зростає.

Для аналізу впливу товщини плівок на їх питомий опір можна використати рівняння Больцмана для переносу електронів, яке має такий вигляд:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right) \frac{dv_x}{dt} + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right) \frac{dz}{dt} = \left(\frac{df}{dt}\right)_{\text{співзіткн.}} \quad (1.46),$$

де f – функція нерівноважного розподілу електронів, t – час релаксації, U_x – швидкість руху електронів вздовж осі x . Вісь z береться як перпендикуляр до площини плівки, а струм протікає в плівці вздовж осі x . Увівши певні граничні умови, з розв'язків цього рівняння можна отримати наближені формули провідності відносно тонкої та відносно товстої плівки:

$$\sigma = \sigma_0(1 - 3/8k) \quad \text{для } k \gg 1 \quad (1.47)$$

$$\sigma = \sigma_0(3/4k) [\ln(1/k) + 0,423] \quad \text{для } k \ll 1 \quad (1.48),$$

де σ – провідність тонкої плівки, σ_0 – провідність масивного металевого бруска, k – відношення товщини плівки d до довжини вільного пробігу електрону l в масивному бруську металу.

Експериментальна перевірка цих формул є достатньо складною, оскільки існує похибка у визначенні точних величин середнього вільного пробігу електронів в плівці, товщини плівки, коефіцієнту розсіювання та ін.

1.3.3. Високочастотні характеристики тонких плівок

Високочастотні характеристики тонких металевих плівок надзвичайно важливі при виготовленні контактів у високочастотних пристроях, де потрібно враховувати зміну провідності під дією високочастотного електричного поля. Структура тонкої плівки, яка є поверхнею із зерен чи кластерів, що розділені невеликими проміжками, електрично еквівалентна серії конденсаторів, розміщених вздовж поверхні плівки. Тому слід очікувати, що опір плівки при постійному та змінному струмах буде різним [48]. Мало того, зі зменшенням температури опір плівки при постійному струмі буде зростати, а при частоті струму 1 МГц плавно зменшуватись. Це пояснюється тим, що при частоті струму 1 МГц за рахунок власних коливань острівці плівки практично коротко замкаються, створюючи додатній температурний коефіцієнт. При температурі плівки $\sim 100^{\circ}\text{C}$ і вище різниця опорів плівки при змінному та постійному струмі буде практично не суттєвою і визначається опором самих зерен, що відповідає опору масивного взірця. При вимірюванні опору тонких плівок при поданні струму високої частоти слід враховувати також ємнісну складову між зовнішньою та внутрішньою поверхнями плівки. Цей ефект був досліджений Хауві, який розглянув плівку як систему послідовних опорів з паралельно вмонтованими конденсаторами. (Рис 1.6)

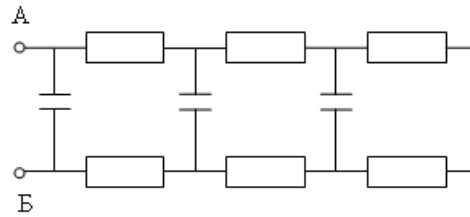


Рис. 1.6 Еквівалентна схема ємнісного зв'язку між двома поверхнями (А, Б) тонкої плівки.

Для того щоб визначити залежність опору R плівки від частоти f необхідно визначити ємність плівки на одиницю довжини C . Ця ємність коливається в межах $0,1-1$ пФ \cdot см $^{-1}$, залежно від структури плівки. Майссел і Шайбл [50] показали, що чисті танталові плівки при наявності позитивного температурного коефіцієнта не характеризувалися зменшенням опору при частоті ~ 10 ГГц. При термообробці плівок на повітрі результати вимірювань показали різке падіння опору вже при частоті струму декілька сотень МГц. При достатньо високих частотах опір плівки при змінному струмі практично не відрізнявся від опору при постійному струмі, який мала плівка до відпалу. Цей факт підтверджує тезу про те, що відпал на повітрі призводить до окислення поверхонь зерен плівки, змінюючи при цьому її резистивні характеристики.

Для високочастотного сигналу тонка металева плівка з певним ступенем зернистості являє собою еквівалент кола конденсаторів, де кожне зерно виступає в ролі мікроконденсатора, а загальний опір при змінному струмі матиме ще і ємнісну складову, та буде значно меншим, ніж при постійному особливо при низьких температурах. Крім того, на високочастотну провідність впливає не тільки міжзернова ємність але й розподілена ємність, тобто ємність на одиницю довжини плівки, яка може коливатися в межах від $0,1$ до 1 пФ/см. Тому при виготовленні високочастотних пристроїв слід враховувати специфіку проходження високочастотного сигналу через металеві покриття. В цьому випадку не допускається нанесення адгезивного

підшару та металевому шару, які мали б неоднорідну структуру і склалися з зерен чи кластерів. Кожен шар металевого покриття повинен мати достатню товщину, щоб забезпечити максимальну однорідність. Тому загальна товщина провідного шару для пристроїв що працюють на частоті більше 100 МГц, має бути не меншою 1 мкм. Автори показали [41] яким є вплив товщини на високочастотні характеристики осаджених магнітом'яких тонких плівок Co–Ni–Fe та Co–Ni–Fe–N в діапазоні 0,01–1,0 мкм. Бар'єрний шар B_s обох цих плівок зменшується зі зменшенням товщини плівки нижче 0,5 мкм, що пов'язано зі зменшенням вмісту Fe у складі плівки, тоді як коерцитивна сила (H_c) цих плівок значно зростає зі зменшенням товщина плівки. Це інтерпретується як результат зміни складу плівки та шорсткості поверхні. Питомий електричний опір (ρ) також зростає зі зменшенням товщини плівки, особливо нижче 0,1 мкм. Ефективна проникність плівки Co–Ni–Fe підтримується до 700 МГц при товщині нижче 0,05 мкм, а для тонких плівок Co–Ni–Fe–N до 700 МГц при товщині нижче 0,1 мкм.

В діапазоні частот 10 GHz довжина електромагнітної хвилі 3 см перевищує товщину металевих плівок на декілька порядків. Товщина скін-шару в тому ж діапазоні при провідності $10^7 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ складає приблизно 500 nm, тому електромагнітна хвиля проникає достатньо глибоко в товщину плівки, і будь які неоднорідності покриття матимуть суттєвий вплив на її поширення. Крім того, адгезивний підшар, наприклад Cr, який використовується при створенні якісних металевих провідних покриттів, має значно меншу провідність, ніж основний шар, і на високих частотах може вносити ємнісну складову реактивного опору, тож його потрібно враховувати при конструюванні пристроїв, що працюють на високих частотах.

1.3.4. Вплив відпалу на електрофізичні та оптичні властивості тонкоплівкових структур.

Процес осадження тонкої плівки на підкладку супроводжується великою кількістю дефектів, які виникають з різних причин. Ними можуть бути чистота підкладки та матеріалу, що осаджується, ступінь вакууму в процесі напилювання, чистота газів, що використовуються, швидкість осадження, температура підкладки та ін. Дефекти є причиною утворення нерівноважного стану в плівці, рівень якого можливо зменшити шляхом помірної термообробки. Зменшення нерівноважного стану призводить до зменшення питомого опору плівки, хоча відпал на повітрі при температурах вище 200 °C може призвести до зворотнього ефекту за рахунок окислення поверхонь острівців з яких формується плівка.

Теоретичні положення аналізу відпалу плівок розглянуто Дамаском та Дінесом [51], а кінетику процесу – Примаком [52], Теоретичні положення зміни питомого опору плівок в процесі відпалу розробив Венд [53], Він припускає, що дефекти в плівках обумовлені вакансіями і дефектами впровадження, які можна врівноважити, надавши їм певну енергію E . За рахунок цієї енергії, яка змінюється від нуля до енергії активації, може відбутися ефект самодифузії. Повний питомий опір, обумовлений наявністю дефектів, можна представити у вигляді:

$$\rho_i = \int_{-\infty}^{\infty} r(E)N(E)dE \quad (1.56),$$

де $r(E)$ – вклад в залишковий питомий опір, що обумовлений одною деформацією на одиницю об'єму, $N(E)dE$ – ряд деформацій на одиницю об'єму з енергією затухання E .

Цей питомий опір має властивість змінюватися з часом в результаті відпалу, який можна описати у вигляді функції розподілу опору від температури:

$$F_o(E) = - (1/kU) (dp/dT) \quad (1.57)$$

Де $F_o(E)$ – функція розподілу деформацій у плівці, dp/dT – нахил кривої залежності опору від температури при нагріві плівки з рівномірною швидкістю, k – стала Больцмана.

Результати оцінки функції розподілу опору від температури були представлені [54] на прикладі золотих плівок, напилених з різною швидкістю. Результати аналізу показують, що для малих швидкостей розпилення характерна мала кількість дефектів плівки, що мають невелику енергію затування. Також експерименти показали, що при постійній швидкості напилення функція розподілу деформацій $F_o(E)$ та енергія затування не залежать від товщини плівки в діапазоні від 10 до 90 нм. Вілкінсон у своїй роботі [55] дослідив вплив газів, а точніше азоту, на формування дефектів в осаджуваних плівках. Виявилося, що ряд дефектів з малою енергією зменшується по мірі збільшення тиску азоту в камері для напилювання від 10^{-7} до 0,11 мм рт. ст. Однак вплив атмосфери азоту на ріст плівок золота не є визначальним з точки зору щільності шару оскільки кінетична енергія молекул азоту при кімнатній температурі становить близько 10% від енергії затування деформацій.

Відпал тонкопліткових структур за характером можна умовно розділити на дві категорії – окислення та відновлення. Процес окислення призводить до збільшення питомого опору плівки та зміни її морфології, відновлення – зворотній процес, який проводиться в основному у вакуумі або за присутності інертних газів та дозволяє плівці кардинально змінити свої властивості. Наочним прикладом таких процесів може служити отримання

провідних прозорих покриттів ІТО ($\text{In}_2\text{O}_3\text{-SnO}_2$) методом вакуумного напилювання. В результаті термічного чи електронно-променевого напилювання у вакуумі матимемо темні напівпрозорі плівки з поганою адгезією, проте відпал їх на повітрі при температурі більше 400°C протягом декількох годин перетворює ці плівки на якісні прозорі провідні покриття з питомим опором $0,1\text{-}4\ \text{Ом/см}$. При напилюванні цих же плівок магнетронним методом з In-Sn мішені в атмосфері кисню та відпалі у водні [49а] можна отримати прозорі плівки з перенасиченим вмістом кисню з дуже низькою провідністю. В цьому випадку необхідний відновлювальний відпал такої плівки у вакуумі при температурі вище 300°C тривалістю від декількох хвилин до годин, залежно від товщини плівки.

Що стосується тонких металевих плівок, то їх відпал призводить до адсорбції на поверхні атомів різноманітних газів і, відповідно, створення сполук, які погіршують дзеркальність поверхні та, як наслідок, спричиняють зменшення товщини провідного шару і довжини вільного пробігу електронів. Коли величина адсорбції мала і вона змінює тільки число вільних електронів, не міняючи коефіцієнта дзеркальності, довжини вільного пробігу та товщини плівки, залежність між зміною електропровідності і зміною числа атомів адсорбента буде лінійною:

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma N\alpha}{N} \quad (1.58)$$

де N – загальна кількість вільних електронів у плівці, α – коефіцієнт пропорційності, який враховує вплив адсорбційних часток на електрони провідності.

Якщо спорідненість адсорбційних часток до електрона перевищує спорідненість до металу, то слід очікувати зменшення провідності; у протилежному випадку ефект буде зворотним.

Іншим важливим фактором адсорбції є зміна товщини провідної частини плівки Δd . Тоді зміну опору плівки можна записати у вигляді:

$$\Delta\rho_f = (\rho_f - \rho_b)\Delta d/d \quad (1.59)$$

У випадку, коли ступінь дзеркальності плівки можна вважати ступінь покриття адсорбентом її поверхні, то можна отримати наступну залежність зміни провідності від ступеня дзеркальності поверхні, а саме:

$$\Delta\sigma = 3\ell\sigma\Delta\rho/(8d) \quad (1.60)$$

де ℓ – товщина поверхневого шару, провідність якого змінюється під дією адсорбента; $\Delta\rho$ – зміна питомого опору плівки в результаті адсорбції; d – товщина провідного шару плівки.

Є ще один важливий момент у процесі відпалу оксидних чи металевих плівок — це дифузія металу в об'єм підкладки. Такі дослідження були проведені нами на прикладі дифузії плівок міді та заліза в монокристал LiNbO_3 [56]. Досліджено просторові зміни оптичних і піроелектричних властивостей легованих монокристалів LiNbO_3 . Легування Cu і Fe проводили після росту кристалів шляхом термічної дифузії при підвищених температурах. Кристали були повністю покриті відповідним оксидом металу перед відпалом. Для того, щоб виявити роль різних типів дифузійних джерел у формуванні модифікованих шарів LiNbO_3 , ті ж дослідження проводили на зразках, покритих мідними плівками перед відпалом. Для того, щоб виявити роль різних типів дифузійних джерел у формуванні модифікованих шарів LiNbO_3 , ті ж дослідження проводили на зразках, покритих мідними плівками перед відпалом. Спектри оптичного поглинання зразків реєстрували в напрямку, перпендикулярному напрямку дифузії на різних відстанях від поверхні кристала. Проаналізовано інтенсивності смуг поглинання іонів Cu^+ (400 нм), Cu^{2+} (1000 нм) і Fe^{3+} (480 нм) залежно від температури відпалу та відстані від джерела дифузії. Дифузне легування кристалів ніобату літію іонами металів при температурі 1073 К призводить до зміни їх оптичних властивостей внаслідок введення домішок у структурні положення кристала. Це виявляється в появі характерних смуг поглинання домішкових іонів (Cu^+ , Cu^{2+} , Fe^{3+}) в спектрах кристалів. Встановлено, що значення піроелектричних

коефіцієнтів у кристалах, підданих термічній обробці в присутності іонів міді та заліза, збільшені.

Крім цього процес відпалу присутній при технології виготовлення прозорих діелектричних багат шарових покриттів на оптичних елементах різних оптоелектронних та електрооптичних пристроїв а також активних елементах твердотільних лазерів з метою збільшення пропускання оптичного сигналу через елементи або навпаки створення діелектричного дзеркального покриття у певному діапазоні довжин хвиль. Для таких покриттів служать як оксиди ($\text{SiO}_2, \text{TiO}_2, \text{HfO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{TaO}_2$, та ін.) так і фториди ($\text{MgF}_2, \text{CaF}_2, \text{IF}_3$), і практично всі вони потребують відпалу як пошарово в процесі нанесення [57], так і після нанесення в окремих печах в атмосфері кисню, інертного газу чи на повітрі. Такий відпал дозволяє значно покращити оптичні властивості покриття, а також адгезію та стійкість до впливу навколишнього середовища.

1.3.5. Природа піроелектричного ефекту

В деяких діелектриках в результаті однорідної зміни температури відбувається зміна спонтанної електричної поляризації P_s . Ця поляризація існує в кристалах при відсутності зовнішнього електричного поля, механічних напружень або інших зовнішніх впливів. В напрямку орієнтації спонтанної поляризації на протилежних гранях кристалу з'являються заряди протилежних знаків. Тому такі кристали називаються піроелектриками.

Природа спонтанної поляризації в піроелектриках має мікроскопічний характер. Вона безпосередньо зв'язана із кристалічною структурою, при якій центри ваги електричних зарядів різнойменних іонів в елементарній комірці не збігаються один з одним. Тому кожна елементарна комірка має відмінний від нуля електричний дипольний момент m_s навіть за відсутності зовнішніх електричних і механічних впливів. Тож спонтанна поляризація P_s є сумою всіх

дипольних моментів елементарних комірок, що містяться в одиниці об'єму кристала.

Існують дві групи піроелектриків, з різними механізмами виникнення спонтанної поляризації. В одній із них виникнення спонтанної поляризації зумовлене зміщенням відповідних іонів із симетричних позицій, і напрям P_s в них співпадає із напрямком цих зміщень. Для таких типових піроелектриків, як BaTiO_3 , LiNbO_3 та LiTaO_3 , спонтанна поляризація виникає завдяки зміщенню катіонів Ti, Li, Nb та Ta із центрів симетрії кисневих октаедрів [91].

На рис. 1.7. представлено кристалографічну структуру кристала LiNbO_3 .

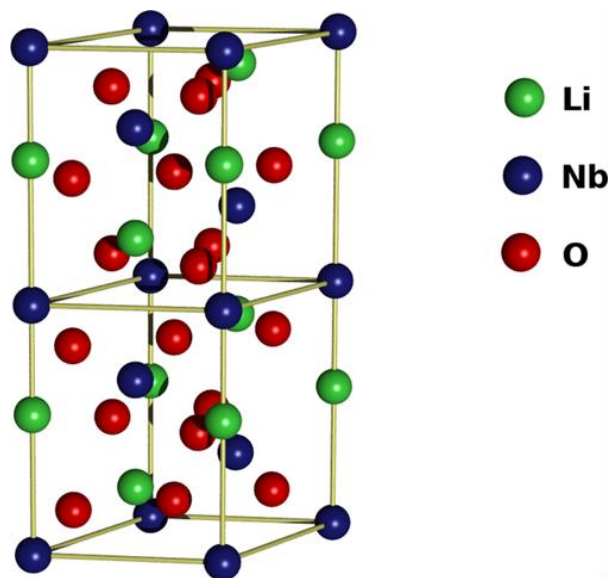


Рис.1.7. Кристалічна структура LiNbO_3 .

Дана структура представляє собою послідовність спотворених кисневих октаедрів, з'єднаних своїми гранями вздовж полярної осі 3-го порядку. В сегнетоелектричній фазі іони Li^+ зміщені вздовж полярної осі відносно центра нижнього кисневого трикутника октаедра LiO_6 , а іони Nb^+ зміщені відносно центра октаедра NbO_6 . Саме ці зміщення і дають основний вклад в спонтанну поляризацію кристалів LiNbO_3 . Якщо піроелектричні кристали тривалий час знаходяться в рівноважному стані (температура навколишнього середовища не змінюється), то в цілому вони є електрично нейтральними. Поверхневі електричні заряди компенсуються відповідними іонами (катіонами чи аніонами), що знаходяться в повітрі, а внутрішнє

електричне поле компенсується за рахунок слабкої провідності. Тому при швидкій зміні температури кристала він проявляє свої піроелектричні властивості (на протилежних його гранях уздовж полярної осі з'являються протилежні за знаком електричні заряди). Якщо кристал підключений до електричного опору, то в результаті руху зарядів з'являється піроелектричний струм, а при відсутності електричного навантаження на кристал виникає піроелектрична напруга. Піроелектричний ефект надзвичайно малоінерційний, він співмірний із періодом коливань атомів. В кристалі із типовим піроелектричним коефіцієнтом 10^{-8} Кл/см²·К і діелектричною проникністю $\epsilon=50$ при зміні температури на 25°C створюється електричне поле 50000 В/см [58].

Піроелектричний ефект можливий лише для кристалів, що мають таку точкову групу симетрії: 1, 2, 3, 4, 6, m, mm2, 3m, 4mm, 6mm [59]. Ці кристали характеризуються особливим елементом симетрії – полярною віссю, що направлена вздовж напрямку поляризації кристала. В кристалах, що відносяться до класу симетрії 2, 3, 4, 6, mm2, 3m, 4mm, 6mm напрямок вектора спонтанної поляризації P_s за будь-якої зовнішньої дії не змінюється і збігається з головною віссю симетрії, змінюється лише його величина. В кристалах класу m вектор P_s лежить у площині симетрії і при зміні температури змінюється як за величиною, так і за напрямком, залишаючись в цій площині. В кристалах класу 1 вектор P_s займає будь-яке, але визначене положення, а при зміні температури він неперервно змінюється як за величиною, так і за напрямком. Зміна спонтанної поляризації P_s при зміні температури ΔT має вигляд [59]:

$$\Delta P = \gamma \cdot \Delta T \quad (1.61)$$

де γ – піроелектричний коефіцієнт, що визначається із співвідношення:

$$\gamma = P^- (\partial(P_s^-) / \partial T) + P_s^- (\partial P^- / \partial T) \quad (1.62),$$

де $P^- = P_s^- / |P_s^-|$ - одиничний вектор у напрямку спонтанної поляризації.

Число незалежних параметрів піроелектричного коефіцієнта повністю визначається симетрією кристала, як було зазначено вище.

Піроелектричні матеріали поділяються на дві основні групи – лінійні і нелінійні піроелектрики. Лінійні піроелектрики характеризуються тим, що в них спонтанна поляризація P_s однаково напрямлена по всьому об'єму кристала і її напрям не може бути змінений в результаті дії зовнішнього електричного поля навіть при напруженостях, близьких до величини пробною кристала. Кристали даного типу мають лінійну залежність поляризації від електричного поля. Лінійні піроелектрики, як правило, мають низькі значення пірокоефіцієнтів, і для багатьох із них вклад вторинного піроефекту в повний піроефект є значний (наприклад, 80% для кристала турмаліну). До лінійних піроелектричних матеріалів належать: турмалін, моногідрат сульфату літію $Li_2SO_4 \cdot H_2O$, сахароза $C_{11}H_{22}O_{11}$, тетраборат літію LiB_4O_7 , сполуки АІВVІ із структурою вюрциту – CdS , ZnO та ін.

До другої групи відносяться піроелектрики-сегнетоелектрики. В цих матеріалах на відміну від лінійних піроелектриків напрям спонтанної поляризації під дією зовнішнього поля може бути змінений на протилежний. Піроелектричні властивості в сегнетоелектрика виражені сильніше, ніж в лінійних піроелектрика. Піроелектричний ефект в них зумовлений в основному первинним піроефектом. На даний час досліджено декілька сотень піроелектриків - сегнетоелектриків. Найвідоміші з них тригліцинсульфат, титанат барію, танталат літію, ніобат літію, дигідрофосфат калію.

В результаті зміни температури [58] в піроелектричних матеріалах одночасно проявляється як первинний (істинний) піроелектричний ефект, зумовлений прямою залежністю спонтанної поляризації від температури, так і вторинний піроефект, що виникає в результаті п'єзоелектричної поляризації кристала при його деформації за рахунок теплового розширення.

1.4. Оптичні властивості тонкоплівкових структур

1.4.1. Оптичні властивості тонких металевих плівок, еліптична поляризація світла при відбиванні та пропусканні

При проходженні світлового променя через тонку металеву плівку одночасно відбувається ряд процесів, які змінюють характер падаючого променя. Це, по-перше, ефект еліптичної поляризації світла при проходженні його крізь плівку чи при відбиванні від поверхні, по-друге ефект поглинання атомами металу фотонів світлового променя, а також ефект взаємодії світлового променя з вільними носіями заряду тонкої металевої плівки, що отримало назву плазмонного резонансу. Природа всіх цих ефектів різна, і тому доцільно розглянути кожен із них окремо.

Ефект еліптичної поляризації світла на тонких металевих плівках пов'язаний з тим, що показник заломлення в металах – це комплексна величина, і тоді, згідно з формулами Френеля, амплітуди як відбитої, так і заломленої хвиль будуть також комплексними величинами [62]. Як наслідок, між відбитою і заломленою хвилями виникає різниця фаз. Ця різниця фаз між електричними і магнітними компонентами відбитої та заломленої хвиль призводить до еліптичної поляризації відбитого від металевої плівки променя, оскільки при додаванні двох взаємно – перпендикулярних коливань із різницею фаз між ними, відмінною від нуля завжди отримуємо еліптичну поляризацію. В еліптично поляризованому промені кінець електричного і магнітного векторів описує еліптичну гвинтову лінію, яка формує еліптичний циліндр з віссю, що збігається з напрямком руху відбитого променя. Таким чином, еліптично поляризована хвиля – це плоска хвиля, у якої проєкція кінців векторів електричної і магнітної складової на площину, перпендикулярну до напрямку руху променя, матиме форму еліпса.

Оскільки вищезгадана різниця фаз між електричними та магнітними компонентами хвилі залежить від показників заломлення металевої плівки, то

вирішивши обернену задачу, можна з високою точністю досліджувати властивості поверхонь плівок – як металевих так і діелектричних. Цей метод отримав назву еліпсометрії. Вивчення поляризації можна проводити як у варіанті пропускання так і відбивання [62]. Тонкі металеві плівки з високим ступенем відбивання (Au, Ag, Al) доцільніше досліджувати у відбитому світлі, а оксидні діелектричні плівки з високим ступенем прозорості – у режимі пропускання. Слід зауважити, що еліпсометричний метод досліджень дозволяє не тільки визначати оптичні константи плівок, а й – по характеру еліпса, вимірюючи його параметри, з високою точністю визначити товщину адсорбційного шару та його показник заломлення.

Металеві плівки відрізняються від діелектричних великою концентрацією вільних носіїв ($\sim 10^{22}/\text{см}^3$), тому при проходженні світла крізь метал а також при відбиванні обов'язково має бути врахована його провідність. Тому в хвильові рівняння Максвелла, вноситься складова провідності:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{4\pi}{c} \vec{J} = \text{rot } \vec{H} \quad (1.63)$$

$$-\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot } \vec{E} \quad (1.64)$$

Де \vec{J} – густина струму $\vec{J} = \sigma \vec{E}$

Аналогічно для векторів \vec{H} і \vec{E} отримаємо співвідношення:

$$\Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \sigma \mu}{c^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.65)$$

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \sigma \mu}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.66)$$

Вважаючи, що $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\omega t}$, $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$, $\mu=1$, отримуємо хвильові рівняння:

$$\Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon'}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (1.67)$$

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon'}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.68)$$

Ці рівняння збігаються з класичними рівняннями Максвелла – з тою лише різницею, що замість дійсної діелектричної сталої ε використовується комплексна ε' :

$$\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \quad (1.69)$$

Отже, напрашується висновок, що принципи металооптики формально сходяться з принципами оптики діелектриків за умови заміни величини $\varepsilon = n^2$ комплексною величиною $\varepsilon' = (n')^2$, де n' – комплексний показник заломлення. Вводячи поняття комплексного показника заломлення $n' = n(1-i\chi)$, де χ – показник поглинання, так щоб дійсна частина збігалася зі звичайним показником заломлення, легко встановити взаємозв'язок між оптичними параметрами металу $n\chi$ і його електричними характеристиками ε та σ . Враховуючи формули 1.63-1.69, можна вивести залежність між оптичними й електричними параметрами металевієї плівки, а саме:

$$\varepsilon' = (n')^2 = \varepsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = n^2 - i2n^2\chi - n^2\chi^2 \quad (1.70)$$

$$n^2(1-\chi^2) = \varepsilon, \quad (1.71)$$

$$2n^2\chi = \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad (1.72)$$

де ω - частота падаючого світла.

Таким чином, показник заломлення металу залежить як від його провідності, так і від величини поглинання та частоти падаючого променя.

Взаємодія падаючого променя з поверхнею металевої плівки призводить до виникнення вимушених коливань вільних електронів, які знаходяться всередині металу. Такі коливання викликають вторинні хвилі, що підсилюють відбиваючу здатність поверхні, а оскільки концентрація вільних носіїв є достатньо великою, то промінь, що йде всередину металевої плівки, навіть при невеликій її товщині (10-20 нм) має великий ступінь загасання. Тому чим більша провідність металу, тим вищий його показник відбивання. Частина променя, котра все-таки потрапляє всередину металевої плівки, поглинається атомами й відносно вільними електронами, збільшуючи їхні коливання та перетворюючись у джоулеве тепло.

Розглянемо варіант, коли монохроматична світлова хвиля з довжиною λ_0 падає перпендикулярно на поверхню металевої плівки, вісь Z також направлена по нормалі до поверхні плівки. Тоді шар металу dz поглинає частину світлової енергії, яка є пропорційною товщині цього шару: $dI = -\alpha/dz$. Якщо проінтегрувати цей вираз від 0 до z , то отримаємо відомий закон Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \quad (1.73),$$

Де I^0 та I – інтенсивність падаючого променя на поверхню плівки, та того що вийшов з її шару товщиною z , α – коефіцієнт поглинання, який в принципі не залежить від інтенсивності падаючого променя.

Більш коректним було б увести замість коефіцієнта поглинання іншу величину, а саме $\chi = \alpha \frac{\lambda}{4\pi}$, де λ – довжина хвилі падаючого променя. Оскільки показник заломлення плівки n , то $\lambda_0 = \lambda \cdot n$ відповідно $\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} n \chi$, тоді закон Бугера можна записати у вигляді:

$$I = I_0 e^{-\frac{4\pi}{d_0} n \chi z} \quad (1.74)$$

При $n\chi = 1$, у шарі плівки товщиною в одну довжину хвилі світла у вакуумі ($z = \lambda_0$), інтенсивність світла зменшиться в $e^{4\pi}$ рази, тобто приблизно в 10^5 разів.

Згідно з класифікацією поглинання світлової хвилі запропонованою Планком, вважається, що поглинання світла металі відповідає умові $\chi > 1$.

Табл.1. 1. Оптичні константи деяких металів на довжині хвилі $\lambda = 589$ нм [60].

Метал	n	$n\chi$	R
Срібло масивне	0,20	3,44	0,94
Алюміній масивний	1,14	5,23	0,83
Золото електролітичне	0,47	2,83	0,82
Мідь масивна	0,62	2,57	0,71
Вольфрам масивний	3,46	3,25	0,54
Залізо плівка	1,51	1,63	0,33
Хром плівка	3,0	2,2	0,47

З таблиці видно, що у всіх наведених металів показник $n\chi$ становить від 1 до 6, причому він значно зростає при збільшенні довжини хвилі. Наприклад для срібла на довжині хвилі $\lambda = 6$ мкм показник $n\chi = 40$. Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату напруженості електричного поля \vec{E} світлової хвилі, амплітуду напруженості електричного поля можна записати у вигляді:

$$A = E_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0} n \chi z} \quad (1.75)$$

Тоді проходження світлової хвилі в металі можна записати у вигляді:

$$E = E_0 e^{-\frac{4\pi}{d_0} n \chi z} e^{i2n\left(\frac{t}{T} - \frac{nz}{\lambda_0}\right)} \quad (1.76)$$

Враховуючи що $n' = n(1 - ix)$, формулу напруженості електричного поля світлової хвилі можна записати у більш звичному вигляді:

$$E = E_0 \exp \left[i \cdot 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n'z}{\lambda_0} \right) \right] \quad (1.77)$$

За умови $E_0 = \text{const}$, отримуємо формулу плоскої хвилі, що поширюється вздовж осі z .

Як видно з формули, основними критеріями проходження світлової хвилі в металевих плівках є показник заломлення n' та коефіцієнт поглинання $n\chi$.

При відбиванні від поверхні металу світлового пучка під кутом близьким до нуля коефіцієнт відбивання можна записати в такому вигляді:

$$R = \frac{(n-1)^2 + (n\chi)^2}{(n+1)^2 + (n\chi)^2} \quad (1.78)$$

Здавалось би, вимірявши провідність σ та діелектричну проникність ϵ металевої плівки, можна вирахувати оптичні константи, а саме n і χ , а маючи їх, отримати показник заломлення, використавши попередню формулу. Однак не все так просто, оскільки електричні константи, а отже й оптичні параметри, значною мірою залежать від довжини падаючої хвилі. Це призводить до труднощів у вимірюванні σ , позаяк експериментально провідність можна виміряти з високою точністю для постійного або низькочастотного полів. Безпосереднє вимірювання ϵ для металів є практично неможливим.

Проте було запропоновано методики вимірювань оптичних констант, і першим це зробив Кундт у 1888 році. Йому за допомогою тонких металевих призмочок із малим кутом заломлення вдалося визначити явну і уявну частини комплексного показника заломлення. Роком пізніше Друде запропонував точніший метод визначення оптичних констант металів. За методом Друде

достатньо виміряти зсув фаз між паралельними і перпендикулярними компонентами відбитої електромагнітної хвилі та показник відбивання R при певному значенні кута падіння. Далі n і χ можна зв'язати з параметрами середовища σ і ϵ , використавши рівняння Максвелла.

Однак результати теоретичних розрахунків не дають достатньої відповідності з експериментальними значеннями n і χ . Розходження зростає зі збільшенням частоти падаючого випромінювання. Дійсно, при використанні в розрахунках цієї теорії ми виходили з умови, що матеріал металевої плівки - це система з повністю вільними електронами. Однак насправді крім вільних електронів в металі присутні і так-звані зв'язані електрони, що знаходяться в полі дії атомів металу, і вплив їх зростає при збільшенні частоти. Цей вплив підпорядкований квантовим закономірностям і показники відбивання та поглинання слід розраховувати виходячи з квантової теорії.

1.4.2. Поверхневий плазмонний резонанс в тонких плівках.

Поверхневий плазмонний резонанс (ППР) – це колективні коливання вільних електронів відносно іонів металів на поверхні плівки, при падінні на неї світлової хвилі в певних умовах. При цьому відбувається різке зменшення інтенсивності відбитого світла від поверхні плівки при певному куті падіння і довжині хвилі падаючого променя за рахунок поглинання його вільними електронами (плазмонами), що знаходяться на її поверхні. Глибина і ширина цього резонансного мінімуму відбитого від плівки світла, визначається коефіцієнтом поглинання а також товщиною та структурою металевої плівки.

Проте умови резонансного збудження поверхневих плазмонів залежать не тільки від властивостей металевої плівки, на якій вони збуджуються, але й від діелектричних властивостей середовища на границі розділу плівка-підкладка [66]. Будь-яка адсорбована чи нанесена тонка плівка на поверхні металу одразу міняє умови резонансного збудження поверхневих плазмонів.

Іншими словами, плазмонний резонанс буде спостерігатися при іншому куті падіння чи довжині хвилі падаючого променя. Ця особливість лежить в основі конструкції різноманітних сенсорів та поверхнево-плазмонного мікроскопа, який дозволяє за допомогою видимого світла спостерігати об'єкти товщиною декілька ангстремів. Якщо налаштувати мікроскоп на кут падіння променя, що відповідає оптимальному поглинанню плазмонів, то всяка зміна рельєфу поверхні буде відображатись у зміні умов плазмонного резонансу, а отже у зміні інтенсивності відбитого променя. (рис.1.8.).

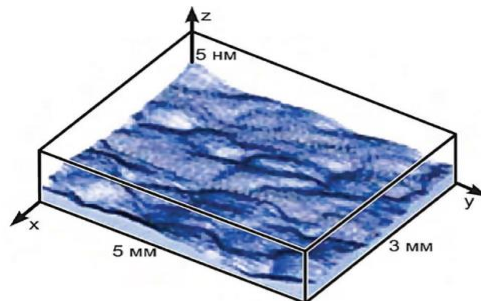


Рис. 1.8. Зображення діелектричної плівки на поверхні плівки срібла з використанням мікроскопа, що працює на ППР.

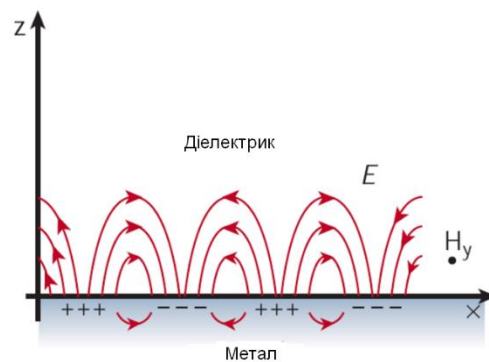


Рис. 1.9. Електромагнітне поле поверхневих плазмонів.

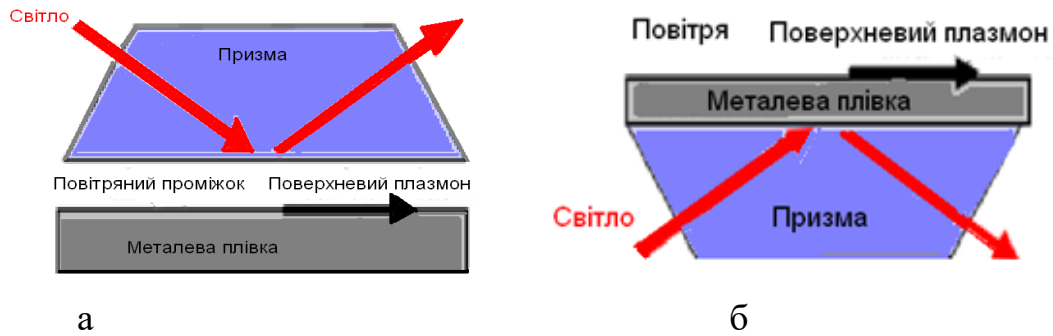


Рис.1.10. Збудження поверхневих плазмонів в конфігурації Отто (а) та в конфігурації Кречманна (б)

Виникнення фотонів, для яких виконувались умови синхронізму було використано А.Отто в 1968 році для створення фотон-плазмонної взаємодії. Цей метод отримав назву порушеного повного внутрішнього відбивання (Рис.1.10.а). Для цієї методики використовувалась призма з діелектричною проникністю більше одиниці ($\epsilon > 1$). Світлова хвиля перш ніж дійти до поверхні металевої плівки потрапляє у призму де її хвильовий вектор зростає в $\sqrt{\epsilon}$, а частота залишається незмінною. Кут падіння світлової хвилі підбирається таким чином, щоб виконались умови повного внутрішнього відбивання від основи призми. При наближенні металевої плівки до поверхні призми деякі фотони можуть тунелювати в напрямку цієї плівки ініціюючи в ній генерацію поверхневих хвиль. Це може відбутися, якщо просторовий розподіл фази буде такий самий як і в поверхневої хвилі з частотою, рівною частоті випромінювання. В цьому випадку частина енергії світлового пучка перейде в енергію плазмонної хвилі. У випадку конфігурації Кречманна (Рис.1.10.б), призма кріпиться безпосередньо до металевої плівки з внутрішньої сторони. Фотони, що тунелюють в плівку при проходженні світлової хвилі крізь призму, збуджують плазмонну хвилю на поверхні цієї плівки.

1.4.3. Вплив структури тонких плівок на їхні оптичні властивості

Тонкі плівки навіть при товщині в сотню ангстремів можуть мати однорідну поверхню без острівців та розривів, що дозволяє використовувати

їх для вивчення оптичних властивостей металів. Проте такі плівки можуть проявляти деякі особливі властивості, коли відрізняються умови їх приготування. Як видно з рис.1.11. три плівки золота, напилені на однакові підкладки але при різних умовах осадження, маючи різну кристалітну структуру, демонструють різні спектри пропускання в широкому діапазоні довжин хвиль.

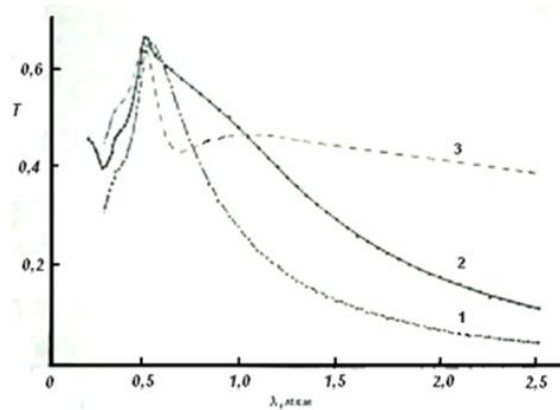


Рис.1.11. Спектр пропускання плівок золота товщиною 12 нм з різною структурою поверхні [61].

Розміри кристалітів в цих плівках зменшуються від взірця 1 до взірця 3. В діапазоні 0,5 – 1 мкм різниця пропускання і відбивання цих плівок є достатньо великою. На довжині хвилі 0,75 мкм з'являється полоса поглинання, яку важко пояснити міжзонним поглинанням. Поява цієї нової полоси обумовлена, скоріш за все, наявністю в плівці включень, вакансій чи поверхневих носіїв заряду, які поглинають енергію на цій довжині хвилі. Інтенсивність таких полос поглинання спадає після відпалу, що свідчить про наявність нерівноважних станів у плівці.

Для плівок, що мають острівкову структуру, характерна наявність сукупності малих часток, розміри яких менші порівняно з довжиною хвилі світла, що проходить крізь них. Тому в них спостерігаються аномальні оптичні властивості, котрі досліджено в роботах [64-68]. Для інтерпретації таких властивостей треба прийняти два припущення, а саме: по-перше, оптичні сталі всередині кожної з часток такі ж, як і в масивному взірці, тому оптичні

властивості таких плівок можна пояснити або формою часток (еліпсоїдальною чи сферичною), або взаємодією між різними частками, у тому числі й дифракцією. По-друге, оптичні сталі всередині цих часток залежать від їхніх розмірів. сталі всередині цих часток залежать від їх розмірів.

Згідно [59] реальну плівку можна апроксимувати в ідеальну тонку плівку такої ж товщини, ефективна діелектрична проникність якої рівна:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - \varepsilon_0) / [f\varepsilon_\infty + (1 - f)\varepsilon_0] \quad (1.79),$$

де ε_0 та ε_∞ - діелектричні проникності діелектрика, що розташований навколо кристалітів та металу відповідно, f - параметр, що описує форму та орієнтацію кристалітів.

Для більш товстих плівок потрібно враховувати взаємодію між частками, які знаходяться достатньо близько одна від одної. Тоді вводиться поправка на локальне поле і формула діелектричної проникності матиме вигляд:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - \varepsilon_0) / [(f + \rho)\varepsilon_\infty + (1 - f - \rho)\varepsilon_0] \quad (1.80),$$

де ρ - функція відношення товщини плівки до середньої відстані між частками.

Різні розміри часток призводять до змін діелектричної проникності самої плівки. В забороненій зоні появляються енергетичні рівні обумовлені поверхневими станами, що призводить до зміни форм енергетичних зон.

Оптичні властивості плівок також залежать від умов їх отримання. Наприклад показник заломлення тонких плівок змінюється в залежності від швидкості розпилення та температури підкладки в процесі нанесення плівок. Відпал плівок також має важливе значення з точки зору зміни спектральних характеристик плівок та їх поглинання. Слід зауважити, що внаслідок

неоднорідної структури тонких плівок їх показники заломлення як правило нижчі ніж у масивних взірцях [63].

1.5. Висновки до розділу I

Розглянуто кінетику росту та морфологію тонких шарів металів утворених методом розпилення у вакуумі.

1. Показано, що існує досить сильна залежність частоти зародкоутворення від енергетичних параметрів процесу, а отже від умов осадження плівки.

2. Встановлено, що розвитку острівкової структури сприяють такі умови: висока температура підкладки, низька тугоплавкість матеріалу, що випаровується, низька швидкість осадження, слабка енергія зв'язку між плівкою та підкладкою, висока поверхнева енергія матеріалу плівки та низька поверхнева енергія підкладки.

3. Збільшення температури підкладки є фактором покращення адгезії плівки. Швидкість напилювання впливає на однорідність плівки, а отже і на адгезію. Метод розпилювання відіграє важливу роль для адгезії плівок.

4. Важливим фактором адгезії плівок є статичний заряд на поверхні підкладки. Це актуально для підкладок з LiNbO_3 , LiTaO_3 та інших сегнето- та піроелектриків, поверхня яких вздовж певних орієнтаційних осей в результаті механічного чи температурного впливу ортимує статичний заряд.

РОЗДІЛ II. МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ТОНКОПЛІВКОВИХ СТРУКТУР

2.1. Технологія отримання тонких металевих та діелектричних плівок методом вакуумного розпилення

Процес отримання тонких металевих та діелектричних плівок полягає у продукуванні потоку часток (атомів чи молекул) у вакуумі в напрямку від джерела випаровування до підкладки з подальшою їх конденсацією. При вакуумному напилюванні плівок використовуються два методи генерації потоку часток: термічний та іонно-плазмовий. Термічний метод включає в себе резистивне випаровування, яке відбувається за рахунок розігріву лодочки чи тигля з матеріалом, що підлягає випаровуванню, при проходженні струму через випаровувач, та електронно-променеве випаровування, що передбачає розігрів напилюваного матеріалу за допомогою сконцентрованого й направленою магнітним полем пучка електронів, прискореного високою напругою, який бомбардує матеріал у тиглі і тим самим розігріває його. До цього ж методу належить і лазерне вибухове випаровування. Такого типу випаровування використовується при напилюванні багатоконпонентних плівок, коли складові напилюваного матеріалу мають різний тиск парів і потрібно досягти стехіометрії в конденсованій плівці.

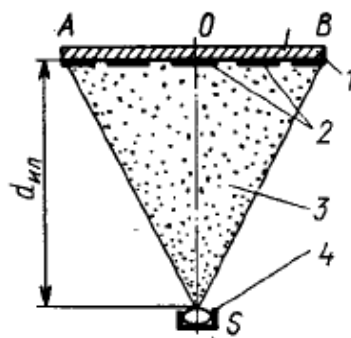


Рис.2.1 Схематичне зображення методу термічного напилювання.

1 – підкладкотримач, 2 – підкладки, 3 – потік часток напилюваного матеріалу, 4 – джерело випаровування, SO – вісь обертання підкладкотримача.

Випаровування матеріалу відбувається за умови, що його температура досягає такої величини, коли коливальна енергія його часток стає вищою від енергії зв'язку між ними. Тоді частки полишають поверхню і при достатньо хорошому вакуумі (10^{-5} – 10^{-6} мм рт. ст.) прямують у сторону підкладки та конденсуються на ній. Умовною практично встановленою температурою випаровування матеріалу вважається температура, при якій залишковий тиск насичених парів матеріалу становитиме 0,01 мм рт. ст. Температури плавлення і випаровування найбільш використовуваних для напилювання матеріалів представлено в Табл. 2.1. Як видно з таблиці, температура випаровування більшості матеріалів вища за температуру плавлення, хоч окремі з них, такі як хром, кремній, марганець, магній та ін., навпаки, випаровуються швидше, ніж досягнуть точки розплаву, і такий процес називається сублімацією.

Швидкість випаровування матеріалу розраховується за формулою:

$$Ve = 6 \cdot 10^{-4} \sqrt{M / Te} \quad (2.1),$$

Де M – молярна маса матеріалу, Te – температура випаровування.

Табл.2.1. Характеристики матеріалів, що використовуються для вакуумного напилювання тонких плівок.

Елемент	Температура Плавлення °С	Температура Випаровування °С	Рекомендовані матеріали випаровувачів	
			Дріт, стрічка	Тигель
Ag	961	1047	Ta, Mo	C, Al ₂ O ₃ , Mo
Al	660	1150	W	C, BN
Au	1063	1465	W, Mo	C, Mo
Cr	1800	1205	W	
Cu	1083	1273	W, Mo, Ta	C, Al ₂ O ₃ , Mo
Ge	959	1251	W, Mo, Ta	C, Al ₂ O ₃ , W
Ni	1455	1510	W	ZrO ₂ , Al ₂ O ₃ ,
Al ₂ O ₃ *	2045	1897		

HfO ₂ *	2790			
ZrO ₂ *	2687	1820		
TiO ₂ *	1913	1740		
SiO ₂ *	1983	1543		
Y ₂ O ₃ *	2683	2400		
MgF ₂	1261	1117	W, Mo, Ta	C, Al ₂ O ₃ , W

* Оксидні плівки напилюються електронно-променевим методом без використання випаровувачів.

Як правило, у більшості матеріалів швидкість напилювання коливається в межах 10⁻⁴ г/см²·с. Для отримання найбільш прийнятної швидкості напилювання необхідний ряд факторів, а саме: достатньо високий вакуум (10⁻⁴–10⁻⁷ мм рт. ст.); температура випаровувача, що має перевищувати температуру випаровування матеріалу на декілька сотень градусів; мінімальна хімічна взаємодія матеріалу випаровувача і напилюваного матеріалу в процесі напилювання; оптимальна відстань випаровувач – підкладка, що, як правило, є в межах 30-40 см. Така відстань найприйнятніша, оскільки при тиску в камері 10⁻⁴ мм рт. ст. довжина вільного пробігу часток ≈ 50 см, а при тиску 10⁻³ мм рт. ст. – вже всього 5 см.

Принцип електронно-променевого напилювання полягає в перетворенні кінетичної енергії прискореного сконцентрованого пучка електронів у теплову при потраплянні на поверхню матеріалу, що підлягає напилюванню, в результаті чого відбувається його розігрів до температури випаровування. Формування електронного пучка відбувається шляхом термоелектронної емісії з розжареного вольфрамового катода, через який пропускається електроічний струм, з подальшим його фокусуванням за допомогою магнітного поля. Направлений рух пучка електронів у магнітному полі здійснюється прискорюючою напругою, що прикладена між катодом і анодом.

Швидкість V_e (км/с), яку отримує електрон під дією прикладеної різниці потенціалів між катодом і анодом визначається за формулою:

$$V_e = 593\sqrt{U} \quad (2.2),$$

де U – прикладена напруга між двома точками поля

При цьому кінетична енергія електрона (eV) визначається так :

$$W_k = m_e V_e^2 / 2 \quad (2.3)$$

де m_e – маса електрона.

Анод розміщують у декількох сантиметрах від катода, а прискорююча напруга, прикладена між катодом і анодом, може коливатись в межах 5-10 кВ. Фокусування електронного пучка магнітним полем дозволяє сконцентрувати енергію електронів і на відносно малій площі 1-2 мм² досягнути потужності 107–108 Вт/см². Така величина потужності дозволяє досягнути розігріву та розпилювання таких тугоплавких матеріалів, як сапфір, вольфрам, тантал і молібден.

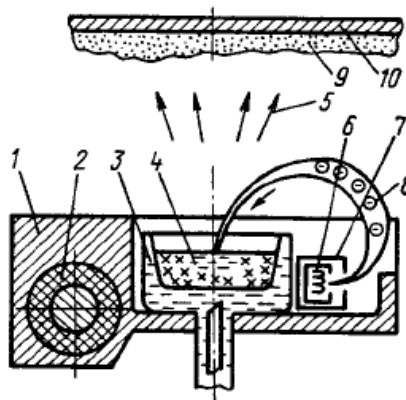


Рис. 2.2. Схематичне зображення електронно-променевого розпилювання.

1 – постійний магніт, 2 – електромагніт, 3 – тигель з водяним охолодженням, 4 – випаровуваний матеріал, 5 – потік часток випаровуваного матеріалу, 6 – катод (вольфрамова спіраль), 7 – анод, 8 – траєкторія прискорених емітованих електронів під дією магнітного поля, 9 – сконденсований матеріал у вигляді тонкої плівки, 10 – підкладка.

Електрони, емітовані катодом, фокусуються магнітним полем, прискорюються напругою, прикладеною між катодом і анодом, та формуються в електронний промінь. Відхиляючи цей промінь магнітним полем, його направляють у центр тигля, де знаходиться матеріал для випаровування. В

місці потрапляння променя на поверхню матеріалу відбувається його локальний розігрів до точки розплаву чи сублімації з подальшим випаровуванням. Випаровуваний матеріал конденсується на підкладці у вигляді тонкої плівки. Змінюючи струм у котушці електромагніту 2, можна змінювати положення електронного пучка на поверхні матеріалу, забезпечуючи рівномірний розігрів поверхні, що розпилюється, та уникаючи пропалювання тигля. Електронно-променеві випаровувачі можуть бути одно- та багатотигельної конструкції, з поворотним механізмом обертання тиглів, що дозволяє проводити в одному циклі напилювання декількох матеріалів. Це дуже важливий момент при напилюванні діелектричних дзеркал чи просвітлюючих покриттів, коли необхідно по чергово напилювати матеріали з високим і низьким показником заломлення. Розворот електронного променя магнітним полем може бути на 180 або 270 градусів. Перевага надається останньому, оскільки це забезпечує захист катода та керамічних тримачів від прямого попадання на їхні поверхні випаровуваного матеріалу, а також запобігає потраплянню матеріалу катода на поверхню плівки, що убезпечує її від додаткових забруднень.

Переаги такого методу – досить висока швидкість напилювання, відсутність взаємодії напилюваного матеріалу з тиглем, можливість напилювати тугоплавкі матеріали. Серед недоліків – необхідність водяного охолодження випаровувача та високовольтного блоку живлення, наявність високої напруги (10 кВ), що передбачає додаткові заходи безпеки, достатньо часто заміна катода та регулярна очистка керамічних тримачів.

Метод іонно-плазмового розпилення полягає в бомбардуванні іонами аргону, в основному позитивно зарядженими, мішені, яка виготовлена з матеріалу, що підлягає напилюванню. Аргон, що подається у вакуумну камеру із залишковим тиском $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст., іонізується електричним полем, створюючи іонну плазму, та прискорюється напругою у бік мішені. Магнітне поле постійних магнітів формує направлений потік іонів у сторону мішені.

Іони починають бомбардувати мішень, передаючи частину кінетичної енергії її атомам, що призводить до їх відриву від мішені, і вони починають рухатися в сторону підкладки, що розміщена на певній відстані від мішені. Вибиті з мішені частки формують потік матеріалу, який починає конденсуватися на підкладці.

За способом генерації іонів метод іонно-плазмового розпилення розділяється на два види: двохелектродний і магнетронний. При цьому збудження плазми іонів робочого газу може відбуватись як у постійному, так і у височастотному електромагнітному полі. Двохелектродний метод полягає у формуванні плазми між катодом достатньо великої площі, всередині якого розміщена мішень, і анодом, на якому розміщені підкладки паралельно до катода.

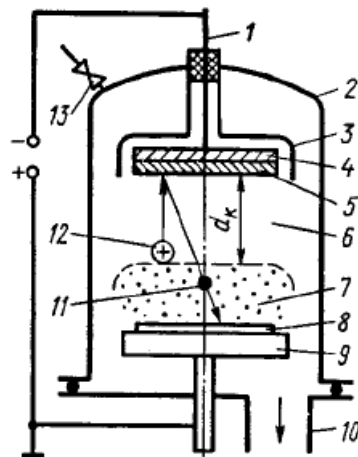


Рис. 2.3. Схематичне зображення двохелектродного методу іонно-плазмового розпилення.

1 –джерело живлення, 2 – вакуумна камера, 3 – захисний екран, 4 – катод, 5 – мішень, 6 – порожній міжелектродний простір, 7 – плазма, 8 – підкладка, 9 – анод, 10 – вакуумний ввід, 11 – частки осаджуваного матеріалу, 12 – позитивно заряджені іони робочого газу, 13 –вентиль напуску робочого газу.

Плазма формується за допомогою напуску робочого газу із залишковим тиском 10-3–10-1 мм рт. ст. та високої напруги від 1 до 10 кВ.

При магнетронному методі розпилювання катод-мішень та анод мають циліндричну форму і розміщені на відстані 1 – 2 мм. один від одного в одному блоці з циліндричними постійними магнітами.(Рис.2.4.).

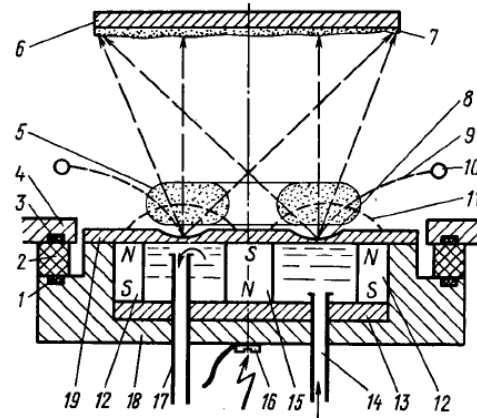


Рис.2.4. Схематичне зображення кільцевого магнетронного методу розпилення.

1, 3 – ущільнювачі прокладки, 2 – ізолююче фторопластове кільце, 4 – металева кришка, 5, 8 – плазма, 6 – підкладка, 7 – осаджена плівка, 9, 11 – напрямки електричних і магнітних полів, 10 – анод, 12, 13, 15 – система постійних магнітів, 14, 17 – трубки водяного охолодження, 16 – клемма заземлення, 18 – корпус, 19 – мішень.

Розпилення починається, коли до катода-мішені прикладають від'ємний щодо анода потенціал величиною від 300 до 1000 В. Цей потенціал запалює плазму та притягує позитивно заряджені іони робочого газу з плазми до мішені, вибиваючи з неї атоми напилюваного матеріалу, які починають рухатися в сторону підкладки. Змінюючи струм електронної емісії, можна змінювати густину іонів у плазмі, тим самим регулюючи швидкість розпилення. Цей метод дозволяє вести процес розпилення при залишковому тиску в камері 10^{-4} – 10^{-3} мм рт. ст. Недоліком є неможливість напилювати діелектричні матеріали, оскільки навколо діелектричної мішені формується хмара електронів, які перешкоджають бомбардуванню її іонами робочого газу. Щоб подолати цю проблему, було створено магнетрон, який утворював плазму високочастотним електромагнітним полем. Конструкція магнетрону подібна

до магнетрону на постійному струмі, за тією різницею, що до катоду-мішені прикладають високочастотну напругу ~ 500 В та потужністю в високочастотному ланцюгу 120 – 200 Вт. При високочастотному іонно-плазмовому розпиленні позитивний заряд, який накопичується на мішені, нейтралізується електронами, що є у плазмі, за перший півперіод, під час якого мішень має позитивний заряд, а в другий півперіод, коли мішень заряджена негативно, позитивно заряджені іони робочого газу бомбарбують її, викликаючи розпилення матеріалу мішені. Частота, що використовується при високочастотному розпилюванні становить 10-14 МГц. Магнітне поле, створене постійними магнітами, стабілізує та концентрує плазму в напрямку до мішені. Силу струму при високочастотному розпилюванні можна розрахувати за формулою:

$$I = \omega CU \quad (2.4),$$

де ω – кутова частота, C – ємність мішені, U – середньоквадратична напруга високочастотного генератора. Ефективний іонний струм становитиме половину розрахованої величини, оскільки бомбардування мішені іонами відбувається тільки протягом одного півперіоду

Перевагами такого методу розпилювання є можливість достатньо чистого переносу матеріалу від мішені до підкладки, однорідність одержаної плівки, висока її адгезія та рівномірність нанесення. Серед недоліків – низька швидкість розпилювання (0,1-5 Å/с), неоднорідність зношування поверхні мішені, необхідність використання газів у процесі напилювання.

2.2. Методики дослідження механічних, електрофізичних та оптичних параметрів металевих плівок

2.2.1. Методика дослідження механічних властивостей тонких металевих плівок

Дослідження механічних властивостей тонких плівок є важливим компонентом в розумінні процесів конденсації плівок, та впливу різних факторів росту плівок на дефекти в них та внутрішні напруження. Великі внутрішні напруження в плівках призводять до їх розтріскування та відшарування від підкладки. З іншого боку, деякі конденсовані плівки всупереч сподіванням проявляють вищу міцність та механічну стійкість ніж масивні взірці.

Як правило, напруження в плівках визначались за прогином сукупності конденсованої плівки та підкладки у вигляді довгої тонкої пластини, яку закріплювали одним кінцем або з двох кінців спирали на трикутні металеві призми і в процесі чи після конденсації визначали її прогин. Прогин визначався як оптичним методом [64], так і по вимірюванню зміни ємності, чи за допомогою профілометра. Використовувались також електромеханічні [65], чи магнітні методи з одночасним вимірюванням компенсаторного зусилля. Напруження в плівках вимірювались також інтерференційним методом шляхом вимірювання прогину круглої підкладки з нанесеною плівкою, яка розміщувалась на ідеальному плоскому склі. Використовувалась зміна інтерференційної картини, що створювалася між склом та пластиною до та після напилення. Схема інтерференційної методики представлена на рис 2.5

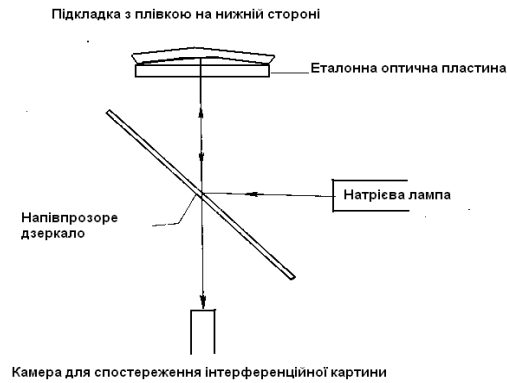


Рис. 2.5. Схематичне зображення приладу для вимірювання напружень у плівці інтерференційним методом.

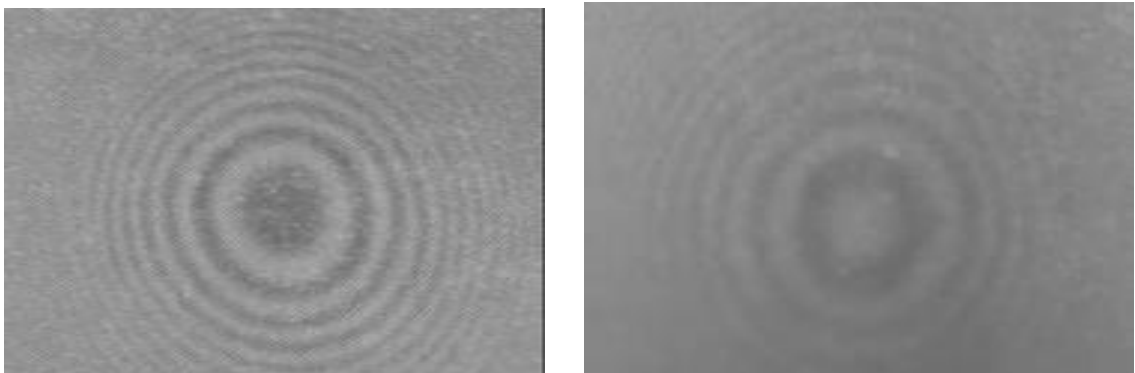


Рис. 2.6. Інтерференційна картина напружених плівок з камери спостереження приладу для вимірювання напружень.

Інтерференційний метод вимірювання напружень у плівці на круглій підкладці дозволяє спостерігати анізотропію цих напружень.

Теорія пружностей дозволяє визначити величину напруження в плівці як функцію вимірюваного її прогину. За рахунок внутрішніх напружень плівка деформує тонку підкладку, яка вигинається до рівноважного положення. Величину напруження плівки можна розрахувати за допомогою формули Стоуні:

$$\sigma = \frac{Ed^2}{6rt} \quad (2.5)$$

де σ - напруження в плівці, E – модуль Юнга підкладки, d – товщина підкладки, r – радіус кривизни.

В роботах Бренера і Сендерофа зауважено, що формула Стоуні є досить наближеною, оскільки не враховує зміни напруження плівки при зміні кривизни підкладки в процесі напилення. Ця формула отримана на основі теорії пружності простих балок, проте прогин підкладок плівками слід розглядати як прогин товстої пластини. А теорія деформації пластин дає таке співвідношення між величиною напруження та результуючою деформацією:

$$\sigma = \frac{Ed^2}{6(1-\nu)rt} \quad (2.6)$$

де ν - коефіцієнт Пуассона для підкладки, решта символів відповідають наведеному в попередній формулі.

Для всіх методів визначення напружень у плівках передбачалось що вони однорідні по всій товщині плівки, однак експерименти з відривом плівки пермалою від підкладки показують, що відірвані плівки скручуються в протилежну сторону від підкладки. Цей факт підтверджує, що напруження всередині плівки неоднорідні.

Крім того, плівка та підкладка являють собою конструкцію з двох різних речовин з різним коефіцієнтом теплового розширення. Така різниця також призводить до внутрішніх напружень у плівці, оскільки процес напилювання більшості плівок задля покращення адгезії відбувається при температурі близько 200 °С. Коефіцієнт теплового розширення плівки можна визначити, вимірюючи напруження плівки, якщо точно відома температура підкладки в процесі напилювання, а це є достатньо складно, оскільки до температури підкладки, розігрітої нагрівачем, у процесі напилювання додається температура джерела випаровування, особливо коли напилювання відбувається термічним чи електронно-променевим методом. Як правило, при відстані між джерелом випаровування і підкладкою в 40 см додаткове

зростання температури підкладки у процесі напилювання за рахунок випромінювання джерела випаровування становить близько 50°C. Градієнти температур по товщині як плівки, так і підкладки також призводять до внутрішніх напружень у плівці. Розрахунок термічних напружень проводиться за припущення, що підкладка відносно плівки достатньо товста, так що прогином при змінах температури можна знехтувати. Тоді, враховуючи жорсткий зв'язок між плівкою і підкладкою, а температуру підкладки в процесі напилення вважаючи постійною, вираз для деформації плівки можна записати так:

$$\varepsilon_T = (\alpha_f - \alpha_s)\Delta T \quad (2.7),$$

де α_f та α_s – середні коефіцієнти теплового розширення плівки та підкладки відповідно, ΔT – різниця температур підкладки під час напилювання та вимірювання. Напруження в плівці можна розрахувати перемноживши значення ε_T на відповідний модуль. Знак напруження береться додатній для розтягнення тв відємний для стискання.

Коефіцієнт розширення для скла, залежно від марки, становить приблизно $8 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $10 - 20 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ для більшості металів та $30 - 40 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ для лужно-галоїдних кристалів. Оскільки ΔT , що входить у формулу, є, як правило, величиною додатньою, то напруження для металевих плівок, напилених на скляну підкладку є розтягуючими. В нікелевих плівках нанесених на скляну підкладку при температурі 75 °C і промірних при 25°C, внесок термічних напружень складає близько 5% від загальної величини напружень. При підвищенні температури підкладки внесок термічних напружень росте, а внесок власних напружень падає до тих пір поки при температурі 250 °C залишаються тільки термічні напруження. При напиленні плівок термічні напруження можуть бути суттєвими, тому дуже важливо правильно підбирати матеріал підкладки та її температуру в процесі напилювання. У плівках нікелю [67] на підкладках із NaCl викривлення,

викликані пружною деформацією, при температурі підкладки 275°C призвели до появи у плівках тригональної структури. Напруження в плівках було стискаючим і становило $1 \cdot 10^{10}$ дин/см².

Напруження, що виникають при нанесенні напіпровідникових плівок, можуть призвести до зміни в них ширини забороненої зони. Вимірюючи цю зміну, можна в принципі визначати величину напружень у таких плівках.

При дослідженні плівок на розтягнення використовується так званий «роторний метод» [68], суть якого полягає у кріпленні кінця плівки до ротора і поступовому її обертанні. Вимірюючи відцентрову силу, що виникає при обертанні до моменту розриву плівки, можна визначити критичну міцність плівки на розтягнення. Проте цей метод має ряд недоліків. Він не дає змоги зняти криву деформації в процесі збільшення обертів ротора, а визначає тільки межу міцності; існує також проблема правильного кріплення плівки до ротора. Для усунення проблем із кріпленням плівки було використано метод мембрани, в якому плівка кріпиться на торець циліндричної трубки, яка піддається тиску повітря. При такому способі, знаючи тиск повітря та відхилення середини деформованої плівки, можна вирахувати напружений стан і деформацію плівки по формулах:

$$\sigma = \frac{Pr^2}{4tD}, \quad \varepsilon = \frac{2}{3} \frac{D^2}{r^2} \quad (2.9)$$

де P – різниця тисків з обох сторін плівки, r – внутрішній радіус плівки, t – товщина плівки, D – висота відхилення від нормалі деформованої плівки над торцем трубки. Ця величина вимірюється за допомогою металографічного мікроскопа або інтерференційним методом. Проте ці формули є недостатньо точними, оскільки не враховують початкового напруження плівки. Це виправив Карбера й показав, що якщо у плівці існує початкове напруження σ_0 при $D=0$, то вираз для напруження у плівці матиме вигляд:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{2}{3} \frac{E}{1-\nu_f} \frac{D^2}{r^2} \quad (2.10)$$

де E – модуль Юнга, ν_f – коефіцієнт Пуассона для плівки.

Величину початкового напруження можна визначити за формулою Стоуні (2.5) або із графіка залежності різниці тисків від висоти прогину. В середньому σ_0 для металевих плівок становить ~ 109 дин/см².

Напруження у плівках, якщо в них кристалічна чи полікристалічна структура, можна визначати, вимірюючи величину зміни постійних ґратки. Для цього використовують рентгено- чи електроннографічні методи. Рентгенографічним методам надається перевага завдяки вищій роздільній здатності. За допомогою дифрактометра було виміряно постійну ґратки в напрямку, перпендикулярному до площини плівки [69]. В цьому випадку вимірюється деформація, а напруження вираховується за формулою

$$\sigma = \frac{E}{2\nu_f} \frac{a_0 - a}{a_0} \quad (2.11)$$

де a_0 і a – постійні ґратки для масивного взірця і деформованої плівки відповідно. зменшення постійної ґратки в напрямку перпендикулярному площині плівки відповідає напруженню розтягнення, від'ємні значення σ відповідають стисненню. Напруження в плівці можна визначати вимірюючи постійну ґратки в напрямку площини плівки. У цьому випадку краще використовувати електроннографічний метод вимірювання, і тоді напруження буде визначатися за формулою:

$$\sigma = \frac{E}{1-\nu_f} \frac{a - a_0}{a_0} \quad (2.12)$$

Всі позначення відповідають вказаним значенням у попередніх формулах.

В феромагнітних плівках напруження можна вимірювати завдяки магнітопружному зв'язку, що призводить до магнітної анізотропії. Оскільки резонансна частота напряму залежить від анізотропії так як і намагнічуваність,

тому в напруженій плівці відбувається зсув резонансного максимуму в порівнянні з масивним взірцем. Виділивши цей зсув на фоні зсувів пов'язаних з іншими вкладками в анізотропію можна вирахувати напруження. Вперше такий метод використав Макдональд [70], однак ця методика є актуальною тільки для невеликого сегменту плівок, що мають феромагнітні властивості.

2.2.2. Методика дослідження електрофізичних параметрів тонких металевих плівок

Дослідження електрофізичних властивостей тонких металевих плівок є важливим елементом у технології одержання провідних покриттів із прогнозованими параметрами. Серед таких параметрів основними є опір провідного шару, температурний коефіцієнт опору (ТКО), провідність тонких металевих шарів залежно від їхньої структури.

Опір провідного шару тонких металевих плівок виникає з низки причин, серед яких – температура, домішки, вакансії та особливості структури. Згідно з правилом Матісена, питомий опір окремого взірця становитиме арифметичну суму всіх факторів, що привносяться окремими чинниками опору. Експериментально встановлено, що правило Матісена добре виконується не тільки для товстих плівок, але і для тонких.

Альтман [71] експериментуючи з тонкими плівками танталу товщиною 200 Å, а також [72] із плівками танталу товщиною до 25-370 Å довели, що правило Матісена справедливе для дуже тонких плівок.

Опір ділянки плівки прямокутного перерізу, який вимірюється в напрямку, паралельному поверхні плівки можна визначити за допомогою рівняння:

$$R = \rho l/db \quad (2.13),$$

де ρ – питомий опір матеріалу плівки, l, d, b – довжина, товщина, та ширина ділянки плівки відповідно. Якщо $l = b$, тоді

$$R = \rho/d = R_s \quad (2.14)$$

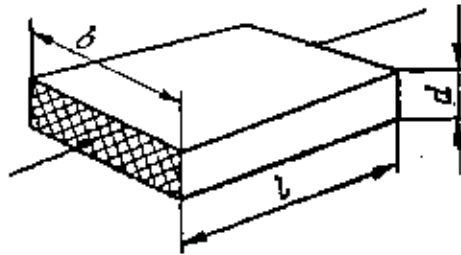


Рис. 2.7. Параметри ділянки плівки для визначення опору шару.

Як видно з формули, опір R_s квадратної ділянки плівки не залежить від розмірів квадрата, а залежить від її товщини й вимірюється в омах на квадрат. R_s – є надзвичайно важливим параметром для плівок, наприклад з напилених з одного матеріалу, але при різних умовах, як-от температура підкладки, швидкість напилювання, тиск залишкових газів та ін. Вимірявши R_s та товщину плівки, можна визначити її питомий опір.

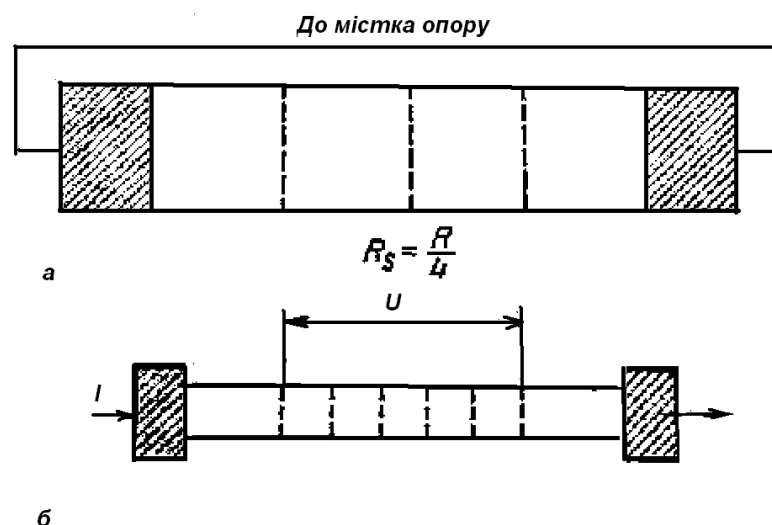


Рис. 2.8 Методика прямого вимірювання опору шару плівки.

Простий спосіб вимірювання R_s полягає в отриманні прямокутного взірця плівки (а), з подальшим вимірюванням його опору і поділу довжини плівки на число квадратів, які поміщаються між контактами. Для точнішого вимірювання опору використовується чотиризондовий метод вимірювання. (Рис.2.9.)

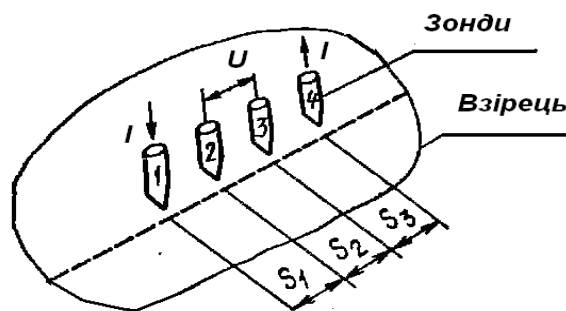


Рис.2.9. Схема вимірювання опору чотиризондовим методом.

Чотиризондовим методом поверхневий опір вимірюється на пристрої, що складається з чотиризондової головки, джерела постійного струму, цифрового вольтметра та інтерфейсу для фіксації результатів. Вимірювання проводяться шляхом пропускання постійного струму (I) між двома зовнішніми зондами чотиризондової головки та визначення падіння напруги (U) між двома внутрішніми зондами. Питомий опір визначається за формулою:

$$\rho = \frac{U}{I} C \quad (2.15),$$

де C – константа яка залежить від геометрії підкладки і розміщення зондів. У методі Валдеса [73] константа C розраховується за формулою:

$$C = \frac{2\pi}{1/S_1 + 1/S_2 - 1/(S_1 + S_2) - 1/(S_2 + S_3)} \quad (2.16)$$

За умови, що $S_1 = S_2 = S_3 = S$, формула визначення питомого опору прийме вигляд

$$\rho = \frac{U \cdot 2\pi S}{I} \quad (2.17)$$

Якщо матеріал, на який ставляться зонди, – нескінченно тонка плівка, нанесена на ізолюючу підкладку, то рівняння для визначення питомого опору прийме вигляд:

$$\rho = \frac{Ud\pi}{I \ln 2}, \quad (2.18)$$

$$R_s = \rho/d = 4.532 U/I \quad (2.19)$$

У тих випадках, коли потрібна висока точність вимірювання, зонди розміщують не в одну лінію, а у вигляді квадрата. Для вимірювання опору плівки через два сусідніх зонди пропускається струм і вимірюється напруга між двома іншими зондами. Тоді опір плівки визначається за формулою:

$$R_s = U \cdot 2\pi / I \ln 2 = 9.06 U/I \quad (2.20)$$

Значення температурного коефіцієнту опору α_T при певній температурі T визначається із співвідношення:

$$\alpha_T = (R_1 - R_2) / R_T (T_1 - T_2) \quad (2.21)$$

де $T_1 > T > T_2$,

Коли температурний коефіцієнт опору подається без вказування температури, допускається, що $T = 20^\circ\text{C}$. Опір в цьому випадку при різних температурах вимірюють чотиризондовим методом, причому треба провести як мінімум три заміри опору, (третє вимірювання потрібне для визначення чи буде пониження або підвищення температури викликати зміну опору плівки). Коли зміна ТКО достатньо мала, рекомендується робити серію замірів, і на їхній основі будувати графіки залежності R від T .

Для вимірювання ТКО використовують вимірювальний стенд. На пластині з напиленою тонкою металевою плівкою формують провідні

контакти з провідниками. Потім проводиться вимірювання опору плівки при кімнатній та азотній (-196°C) температурах. Досліджуваний взірець під'єднується до одного з плечей моста Вінстона, який врівноважується при кімнатній температурі. Коли взірець поміщається в рідкий азот, баланс моста порушується. Прилад для вимірювання опору калібрується таким чином, щоб покази на ньому відповідали значенням ТКО.

2.2.3. Методики дослідження оптичних характеристик тонких металевих плівок

Основними оптичними характеристиками тонких плівок є показник заломлення та товщина. Якщо товщина металевої плівки співмірна з довжиною хвилі випромінювання, на якій проводиться дослідження, то стає можливим провести вимірювання оптичних характеристик, в іншому випадку плівку з оптичної точки зору слід розглядати як масивний взірець. Експериментальні дослідження показують, що оптичні властивості плівок значною мірою залежать від умов їхнього отримання. При розрахунках оптичних постійних плівок використовується модель ідеальної плівки, що аналогічна плоскопаралельній пластині з однорідного матеріалу, який не поглинає випромінювання. Залежно від стану вихідного матеріалу, товщини та умов нанесення, структура плівки може бути аморфною чи кристалічною. Кристалічна структура плівки може відрізнятися розміром кристалітів та ступенем їхньої впорядкованості, тому різні модифікації плівок, отриманих з одної і тєї ж речовини, можуть мати різні оптичні характеристики. Тонка плівка в декілька десятків ангстремів складається з кластерів, між якими є проміжки, не заповнені матеріалом, тому показник заломлення в таких плівках зазвичай нижчий, ніж у масивних взірцях. Однорідність плівки характеризується так званим «коефіцієнтом заповнення», який являє собою співвідношення маси одиниці об'єму чи показника заломлення плівки до цих

же показників у масивному взірці. Цей коефіцієнт практично завжди є меншим за одиницю.

Визначення показника заломлення чи товщини плівки оптичним методом полягає у вимірюванні коефіцієнтів відбивання R_{λ} для ряду довжин хвиль певної ділянки спектру. Такі вимірювання проводяться за допомогою спектрофотометрів, які дають значення коефіцієнтів відбивання плівки з малою дискретністю (до 0,1 нм.) на досить великій ділянці спектру (200-3000 нм.) (Рис. 2.10).



Рис. 2.10 Спектрофотометр SHIMADZU UV-3600 з можливістю вимірювати пропускання та відбивання плівок в діапазоні довжин хвиль 190 – 3600 нм.

У випадку, коли товщина плівки співмірна з довжиною хвилі, на якій проводиться вимірювання, спектральна характеристика відбивання від поверхні плівки матиме вигляд синусоїди з максимумами та мінімумами кратними чверті довжини хвилі ($\lambda/4$). Оптична товщина плівки становить:

$$h_o = n_2 \cdot h_2 = \lambda/4(2k + 1) \quad (2.22)$$

де n_2 – показник заломлення плівки, h_2 – фізична товщина плівки, $k = 0,1,2,3 \dots$ – період синусоїди.

Максимальне чи мінімальне значення R_{λ} визначається співвідношенням показників заломлення навколишнього середовища n_1 , плівки n_2 , та підкладки n_3 , згідно з формулою:

$$R_M = \left(\frac{n_2^2 - n_1 n_3}{n_2^2 + n_1 n_3} \right)^2 \quad (2.23)$$

звідки можна визначити показник заломлення плівки n_2 :

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3 \frac{1 + \sqrt{R_M}}{1 - \sqrt{R_M}}} \quad (2.24)$$

де R_M – мінімальне значення R_λ , при умові $n_2 < n_3$, та максимальне значення R_λ , при умові $n_2 > n_3$.

Екстремальне значення відбивання плівки коли відомий показник заломлення середовища та підкладки можна зобразити у вигляді формули:

$$R_{M_2} = \left(\frac{n_3 - n_1}{n_3 + n_1} \right)^2 \quad (2.25)$$

Відбивання буде максимальним коли показник заломлення плівки менший від показника заломлення підкладки, і навпаки мінімальним при умові коли показник заломлення плівки є більшим за показник заломлення підкладки.

При дослідженні оптичних властивостей непрозорих металевих плівок в декілька сотень нанометрів їхня структура має бути близькою до структури в об'ємному взірці. Такі плівки отримують шляхом вакуумного напилювання на кристалічні чи аморфні поверхні з наступним контрольованим відпалом у вакуумі. Вимірювання для них можливі тільки шляхом аналізу відбитого від поверхні плівки променя при нормальному чи нахиленому падінні. Таким способом було отримано хороші результати вимірювання оптичних параметрів металевих плівок в УФ області.

Можна використовувати також напівпрозорі металеві плівки, які дозволяють проводити вимірювання шляхом пропускання променя через плівку. Такі методи вимірювання оптичних констант у плівках менш чутливі до характеру поверхні плівки і є достатньо точними.

Для вимірювання оптичних параметрів плівки важливим є достатньо точне вимірювання її товщини, а потім відбивання чи пропускання в вибраній області спектру. Найбільш точні значення товщини плівки дають рентгенографічні вимірювання. Для полікристалічних плівок можна використовувати інтерференційні полоси, отриманні при відбиванні рентгенівських променів при мінімальному куті їхнього падіння на поверхню. Цей метод був описаний Кіссінгом [74] для плівок золота товщиною менше 600\AA . Другий метод полягає в дифракції рентгенівських променів при проходженні через металеву плівку, за умови, що остання є кристалічна та добре орієнтована.

Крім рентгенографічних методів вимірювання товщини, досить точним є метод, заснований на зміщенні інтерференційних полос, які утворюються завдяки тонкому повітряному клинові між пластиною і напиленю та ненапиленою ділянками на поверхні підкладки. Для цього досліджувану плівку наносять на половину підкладки, причому границя розділу чиста підкладка – плівка має бути нерозритою. Цю підкладку розміщують під окуляром пристрою таким чином, щоб між поверхнями підкладки і плівки утворився повітряний клин, рівний декільком довжинам хвиль випромінювання. При освітленні монохроматичним світлом можна спостерігати появу двох систем чорно-білих полос, зміщених одні відносно інших на величину, пропорційну товщині плівки. Якщо поверхня плівки та підкладки хорошої якості, то інтерференційні полоси являють собою рівні лінії, розміщені на однаковій відстані одна від одної.

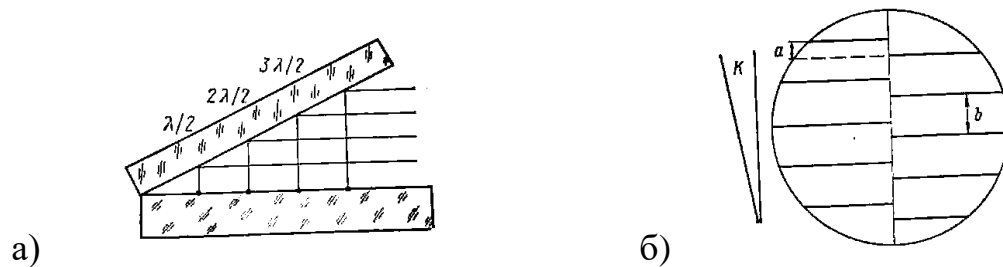


Рис. 2.11 Схематичне зображення методики вимірювання товщини плівки (а) за зміщенням інтерференційних полос.(б)

На рисунку показано методику вимірювання товщини плівки за допомогою утворення інтерференційних полос при зміні товщини повітряного клина на половину довжини хвилі та інтерференційна картина, що спостерігається в монохроматичному світлі. Збоку показано розміщення клина K . Інтерференційні полоси в зоні плівки зміщені на величину a відносно зони чистої підкладки. Вимірявши за допомогою мікрометричного лімбу відстань між полосами b , можна визначити товщину плівки:

$$h = \frac{a \lambda}{b 2} \quad (2.26),$$

де a – величин зміщення полос, b – відстань між полосами, λ - довжина хвилі монохроматичного світла, на якій проводилось вимірювання.

Точність визначення товщини плівки зростає якщо зростатиме значення показника відбивання плівки.

Най точнішим методом визначення показника заломлення плівок являється поляризаційний метод, який полягає в дослідженні еліптичної поляризації світла, відбитої від поверхні плівки [75]. Прямолінійно поляризований промінь, падаючи на плівку відбивається і стає еліптично поляризованим. Форма і орієнтація еліпса залежать від показника заломлення та товщини плівки. Дослідження еліптичності відбитого променя проводиться за допомогою поляризаційного гоніометра, який містить дві поляризаційні призми – поляризатор та аналізатор і компенсатор. Поляризаційні призми мають властивість пропускати тільки електромагнітні коливання тільки в одній площині. В якості компенсатора використовується двохзаломлююча пластина слюди (компенсатор Сенармона), що компенсує різницю ходу променя і перетворює поляризований промінь в еліптично поляризований. У двозаломлюючій пластині падаючий промінь розділяється на два промені, кожен із яких має різну взаємоперпендикулярну поляризацію, а тому поширюються з різними швидкостями. При виході з пластини промені отримують різницю ходу, яку можна виразити формулою:

$$\delta = \frac{2\pi(n_2 - n_1)h}{\lambda} \quad (2.27),$$

де n_1 і n_2 – показники заломлення двох напрямків світлових коливань, h – товщина пластини, λ – довжина хвилі падаючого монохроматичного світла. Різниця ходу, яку вносить пластини слюди визначається її товщиною, та промінь який виходить з пластини може мати при $\delta = \lambda/4$ еліптичну, або при $\delta = \lambda/2$ кругову поляризацію.

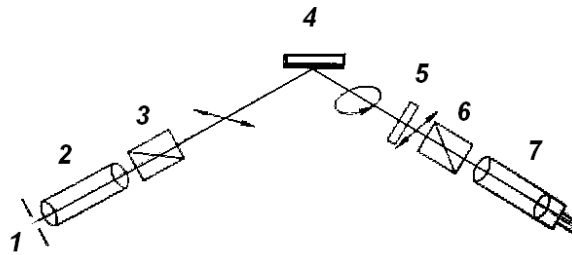


Рис. 2.12. Схема еліпсометра для вимірювання показника заломлення плівок

Еліпсометр прадставлений на рисунку складається із щілини l яка знаходиться в фокусі об'єктива коліматора 2, через який проходить монохроматичне світло. Паралельний пучок, що виходить із коліматора, направляєтся на поляризатор 3, після якого промінь стає прямолінійно поляризованим і потрапляє на пластину з плівкою 4, відбиваючись від неї вже у вигляді еліптично поляризованого пучка. Компенсатор 5 перетворює еліптично поляризований пучок в прямолінійно поляризований, який гаситься поворотом аналізатора 6. Поляризаційні призми і чвертьхвильова пластини знаходяться в оправках з лімбами з поділками через кожних $30'$. Поворотні пристрої дозволяють повертати елементи 3,5,6 з точністю $\pm 1'$. З такою ж точністю виставляється кут падіння променя на взірець.

Після устанавлення поляризаційних призм у схрещеному положенні, і компернсатора на темне поле, останній повертають на кут 45° і 135° до площини падіння. Аналізатор повертається також на кут 45° відносно до вихідного положення. Досліджуваний взірець із плівкою розміщується на столик еліпсометра, який обертають до появи зображення щілини і суміщення з хрестом ниток в окулярі. Потім, послідовно повертаючи поляризатор і аналізатор, добиваються максимального затемнення щілини. Визначають величину повороту лімба поляризатора та аналізатора. Така утановка поляризатора дає вихідний прямлінійно поляризований пучок, який після вдбивання від взірця стає еліптично поляризованим. Після проходження пучка через слюдяний компенсатор, різниця фаз еліптично поляризованого променя компенсується і вихідний промінь вже прямополяризований гаситься поворотом аналізатора на певний кут. Маючи значення цих кутів з допомогою розрахункових таблиць можна визначати показники заломлення досліджуваних плівок.

Важливим оптичним параметром плівок є їх величина поглинання. Прозорість плівок описується формулою:

$$P = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 \quad (2.28)$$

де R – коефіцієнт відбивання плівки, A – втрати на поглинання.

Найпростіший спосіб оцінки втрат на поглинання полягає у визначенні коефіцієнтів відбивання та пропускання, за допомогою формули :

$$A = 1 - (R + T) \quad (2.29)$$

Для кількісної оцінки втрат на поглинання, розроблений достатньо точний метод, схему якого представлено на рис.2.13.

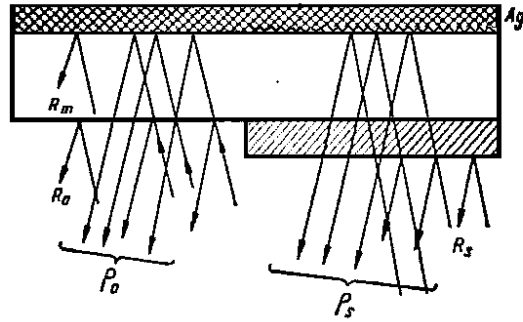


Рис. 2.13 Схематичне зображення визначення поглинання в напівпрозорих плівках

На підкладку з плавленого кварцу з однієї сторони наноситься непрозорий шар срібла з коефіцієнтом відбивання, близьким до одиниці, на іншу сторону на половину підкладки наноситься досліджувана плівка. Для визначення втрат на поглинання проводиться вимірювання коефіцієнтів відбивання від срібної поверхні без досліджуваної плівки ρ_o та з нею ρ_s . Промінь, що падає на поверхню з плівкою, відбиваючись від другої поверхні зі сріблом, двічі проходить через плівку, тому втрати на поглинання в першому наближенні матимуть вигляд:

$$2A = \rho_o - \rho_s \quad (2.30)$$

Для променів, що відбиті від підкладки без плівки та від підкладки з плівкою їх пропускання та відбивання можна представити у вигляді співвідношень:

$$R_o + T_o = 1, R_s + T_s + A_s = 1 \quad (2.31)$$

де, R_o , T_o – коефіцієнти відбивання і пропускання на границі чиста підкладка – повітря, R_s , T_s , A_s – коефіцієнти відбивання, пропускання та поглинання шару.

Сумування всіх відбитих променів для підкладки без плівки можна зобразити у вигляді співвідношення

$$\rho_0 = \frac{R_0 + T_0^2 R_m \beta^2}{1 - R_m \beta^2 R_0} \quad (2.32),$$

а для підкладки з плівкою відповідно:

$$\rho_0 = \frac{R_s + T_s^2 R_m \beta^2}{1 - R_m \beta^2 R_s} \quad (2.33),$$

де, R_m – коефіцієнт відбивання шару срібла, β – коефіцієнт пропускання підкладки, який близький до одиниці.

При умові, що коефіцієнт відбивання плівки срібла близький до одиниці, можна ввести позначення :

$$R_m \beta^2 = (1 - \varepsilon) \quad (2.34),$$

де ε – поглинання світла плівками, за умови що $\varepsilon \ll 1$ можна записати спрощені співвідношення:

$$T_s = 1 - R_s, \quad T_o = 1 - R_o \quad (2.35)$$

Тоді різниця коефіцієнтів відбивання від поверхонь без плівки та з плівкою матиме вигляд:

$$\rho_0 - \rho_s = 2A_s \left[1 - \varepsilon \left(\frac{1}{1 - R_s} \right) \right] + \varepsilon^2 \left[\frac{R_0}{1 - R_0} - \frac{R_s}{1 - R_s} \right] \quad (2.36),$$

звідси

$$A_s = \frac{(\rho_0 - \rho_s) - \varepsilon^2 \left(\frac{R_0}{1 - R_0} - \frac{R_s}{1 - R_s} \right)}{2 \left[1 - \varepsilon \left(\frac{1}{1 - R_s} \right) \right]} \quad (2.37)$$

Для шарів із низьким показником відбивання, коефіцієнт відбивання від плівки також не є великим, тож величиною ε^2 можна знехтувати, і формулу величини поглинання A_s можна записати у спрощеному вигляді:

$$A_s = \frac{\rho_0 - \rho_s}{2(1 - \varepsilon)} \quad (2.38)$$

Всі вимірювання потрібно проводити за допомогою монохроматичного променя для окремої спектральної області.

Оптичні властивості плівок великою мірою залежать від умов їх отримання. Наприклад, показники заломлення та відбивання плівок залежать від їхньої структури, температури підкладки, швидкості й методу напилювання, відпалу та ін. Внаслідок пористості тонких плівок їхні показники заломлення, як правило, нижчі, ніж у масивних взірцях.

2.3. Висновки до розділу II

Описано ряд технологій, експериментальних методик та обладнання для отримання і дослідження тонкоплівкових структур, а саме:

1. Отримання тонких діелектричних та металевих плівок методом термічного випаровування, електронно-променевим методом, іонно-плазмовим та магнетронним методами напилювання у вакуумі.
2. Подані Характеристики матеріалів, що використовуються для вакуумного напилювання тонких плівок, такі як температура плавлення, температура випаровування, рекомендовані матеріали для випаровувачів.
3. Методики дослідження механічних, електрофізичних та оптичних параметрів тонких плівок, з описом вимірювання напружень у плівках інтерференційним методом, вимірювання опору плівок прямим та чотиризондовим методом, вимірювання спектральних характеристик плівок, показника заломлення методом еліпсометрії та товщини плівок інтерференційним методом.
4. Показано, що показник заломлення та відбивання плівок залежить від їхньої структури, температури підкладки, швидкості та методу напилювання, відпалу та ін. Внаслідок пористості тонких плівок їхні показники заломлення, як правило, нижчі, ніж у масивних взірцях.

РОЗДІЛ III. ЗАЛЕЖНІСТЬ СТРУКТУРИ ТОНКИХ ПЛІВОК, НАНЕСЕНИХ НА ПОЛЯРНІ ГРАНІ LiNbO_3 ВІД РЕЖИМІВ ОСАДЖЕННЯ ТА ОСОБЛИВОСТЕЙ ПІДКЛАДКИ

3.1. Вплив об'ємного поверхневого заряду кристала LiNbO_3 на структуру металевих та діелектричних плівок, нанесених на полярні грані

Ніобат літію (LiNbO_3) - хімічна сполука, змішаний оксид ніобію і літію. Безбарвні кристали з ромбоєдричною структурою ($a = 0,547$ нм, $\alpha = 53,72^\circ$, просторова група $R3c$). Не розчинний у воді. Отримують LiNbO_3 взаємодією Li_2CO_3 з Nb_2O_5 при $1050-1100^\circ\text{C}$. Монокристали вирощують методом Чохральського.

Кристали оптично прозорі в області довжин хвиль $0,4-5,0$ мкм; показник заломлення звичайного променя $2,29$, незвичайного - $2,20$ (для довжини хвилі $0,63$ мкм). є сегнетоелектриком із температурою Кюрі $\sim 1210^\circ\text{C}$ і величиною спонтанної поляризації $50-80$ мкКл/см² при 300 К. Характеризується високими нелінійно-оптичними характеристиками. Кристали ніобату літію мають тригональну сингонію та належать до кристалографічної точкової групи $3m$ (C_{3v}) (дитригонально-пірамідальна). Його кристалічна структура не має центральної симетрії, тому ніобат літію є сегнетоелектриком і йому притаманний ефект Поккельса, п'єзоелектричний ефект і нелінійна оптична поляризація.

Кристал ніобату літію (Рис. 3.1). за своєю природою є піро- п'єзо та сегнетоелектриком.



Рис. 3.1. Кристал ніобату літію

Це означає, що під дією температури чи механічних зусиль на поверхнях кристалу виникає поверхневий заряд, із різним знаком на протилежних гранях. Найсильніше цей ефект спостерігається на гранях кристалу перпендикулярних кристалографічній осі Z, меншою мірою це стосується граней, перпендикулярних осі Y, а на гранях, перпендикулярних осі X, цей ефект практично відсутній.

Сегнетоелектрики – це неметалічні тверді речовини, з властивістю спонтанної електричної поляризації, P_s . Вона визначається як дипольний момент на одиницю об'єму, або поверхневий заряд на одиницю площі. Сегнетоелектричний домен – це макроскопічна, однорідна область в сегнетоелектричному кристалі, в якій напрям спонтанної поляризації відрізняється від напрямку в сусідній області. Доменна сітка, що розділяє домени може рухатися в середині кристалу, так що домени зменшуються або збільшуються [76]. Стінки домену та їхній рух не впливають на кристалічну решітку, за винятком накладання певного напруження на межі між "верхом" і "низом" домену, однак вони мають значний вплив на перебіг гістерезису і поляризації.

Поляризація ніобату літію може бути інвертованою, якщо іон літію в кристалічній решітці може бути індукований для переміщення через трикутну площину атомів кисню. За температури Кюрі іони Li переходять у площину кисню, таким чином поляризація зникає. Проте при температурах, нижчих температури Кюрі, зовнішні електричні поля можуть примусити перейти іони Li через кисневі трикутники, тим самим повертаючи спонтанну поляризацію.

Процес утворення зарядів та росту доменів досі не цілком зрозумілий, але вважається, що утворення шарів просторового заряду поблизу поверхні кристала спричинено електричними полями всередині кристала ніобату літію.

Сегнетоелектричні матеріали, такі як ніобат і танталат літію, піроелектричні нижче від температури Кюрі, а вище від цієї температури вони не виявляють спонтанної поляризації.

Оскільки кристали нагріваються, розширюється кристалічна ґратка, що призводить до зміни спонтанної поляризації внаслідок руху іонів літію та ніобію відносно площин кисню. Ця зміна поляризації призводить до накопичення зарядів на позитивних і негативних Z площинах кристала, зокрема, позитивний заряд Z площини збільшує величину заряду під час охолодження. Зміна спонтанної поляризації відбувається лінійно зі зміною температури. [77]

Як і багато інших явищ, усе в піроелектриці починається на атомному рівні. Відомо, що електричним дипольним моментом d є сума добутків величин зарядів q_i і їхніх радіус-векторів.

$$d = \sum_i q_i r_i \quad (3.1)$$

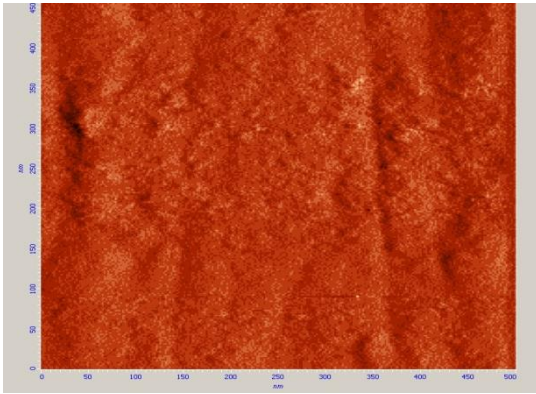
Зміна температури збільшує або зменшує енергію в системі атомів, а отже, змінює структуру кристала всередині. За наявності зміни температури відбувається поляризація матеріалу. Якщо передбачити, що кристал може бути розрізаний таким чином, щоб негативні та позитивні заряди системи були орієнтовані на найбільші площини області кристала, то пізніше можна приєднати електроди на цій ділянці для вимірювання електричного потенціалу. Цей електричний потенціал можна виміряти лише тоді, коли піроелектричний матеріал піддається зміні температури.

Необхідно також зазначити, що поляризація, створювана цими матеріалами, спонтанна і припиняється після досягнення критичної температури. Тому піроелектрику не слід плутати з термоелектрикою, в якій фіксований температурний профіль забезпечує стабільний електричний потенціал. У піроелектриці зміна температури змушує електрони з навколишнього середовища прямувати до поверхні матеріалу внаслідок змін, що відбуваються в матеріалі. Тож у термоелектриці електричний потенціал генерується електронами, що перебувають усередині об'єму матеріалу, натомість у піроелектрику електрони накопичуються на поверхні.

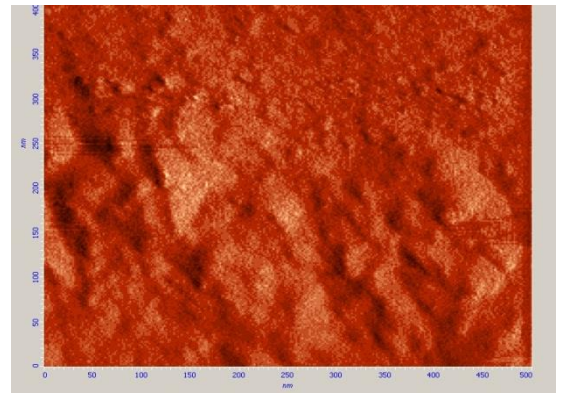
Для підвищення продуктивності піроелектричних матеріалів часто застосовується метод поляризації. Під час поляризації можна змінювати диполі таким чином, щоб вони були орієнтовані в одному напрямку і, таким чином, збільшили можливий струм, генерований матеріалом. Існує п'ять видів поляризації: плазма, гістерезис, електрична, термічна, коронна і електронно-пучкова поляризація. Під час електричної поляризації через матеріал проходить великий електричний струм для переорієнтації дипольних моментів у матеріалі. Для матеріалу, який не був поляризований, диполі всередині кристалічної структури різнонаправлені, а в у матеріалі, котрий поляризували, диполі орієнтуються відносно напрямку електричного поля, застосовуваного в процесі поляризації.

Варто зазначити, що сегнетоелектричні матеріали дуже схожі на піроелектричні матеріали. По суті, всі сегнетоелектричні матеріали є піроелектричними матеріалами, але не всі піроелектричні матеріали є сегнетоелектриками. Це так, оскільки всі сегнетоелектричні матеріали володіють спонтанною поляризацією, яку можна змінити під дією електричного поля. Однак, є деякі піроелектричні матеріали, не мають такої властивості, тому вони не є сегнетоелектриками.

Враховуючи ці властивості кристала ніобату літію, слід очікувати, що процес нанесення тонких металевих чи діелектричних шарів на полярні грані протікатиме по-різному і що ці шари будуть мати різну, структуру, електричні та оптичні властивості (Рис. 3.2).



а)



б)

Рис.3.2. Плівка Cr товщиною 20 Å, нанесена методом тремічного випаровування в вакуумі на негативно (а) та позитивно (б) заряджену поверхню кристалу LiNbO_3 зображення площадки розм. 500x500nm, отримано з допомогою атомно-силового мікроскопа Solver P4

Як видно з Рис. 3.2, а також спираючись на цілу серію досліджень [7], можна дійти висновку, що плівки, нанесені на позитивно заряджену поверхню кристала ніобату літію, мають гіршу морфологію порівняно з аналогічними плівками, нанесеними на негативно заряджену поверхню. Це можна пояснити впливом позитивно зарядженої поверхні кристала на процес формування плівки, оскільки потік парів напилюваного матеріалу, що прямує до підкладки, складається не тільки з нейтральних атомів, але й з іонів, котрі в основному заряджені позитивно. Тож процес зародкоутворення плівки на позитивно зарядженій поверхні проходить значно складніше, оскільки тільки нейтральні атоми чи молекули й невелика частка негативно заряджених іонів матеріалу можуть брати в цьому участь. Відповідно, структура такої плівки є неоднорідною, вона складається з окремих кластерів.

Плівка хрому в системі Cr–Cu напилюється безпосередньо на грань кристала і у та призначена перш за все для підвищення адгезії всієї системи до поверхні кристала. Оскільки провідність плівки хрому значно менша, ніж

міді, її товщина має повинна бути мінімальною, а водначс сама ця в той же час плівка хрому повинна бути максимально якісною. Початок процесу росту плівки на поверхні кристала визначається енергетичним бар'єром зародкоутворення, тобто необхідністю формування критичного зародка з високою позитивною вільною енергією, що забезпечить його подальший ріст та, у кінцевому варіанті, утворення суцільного покриття. Наявність електричних зарядів на поверхні підкладки призводить до зміни енергії зародкоутворення [6].

Додатковим підтвердженням різниці в структурі плівок хрому, нанесених на полярні грані кристала ніобату літію, можуть слугувати спектри пропускання цих плівок у діапазоні довжин хвиль 300-2600 нм (Рис. 3.3).

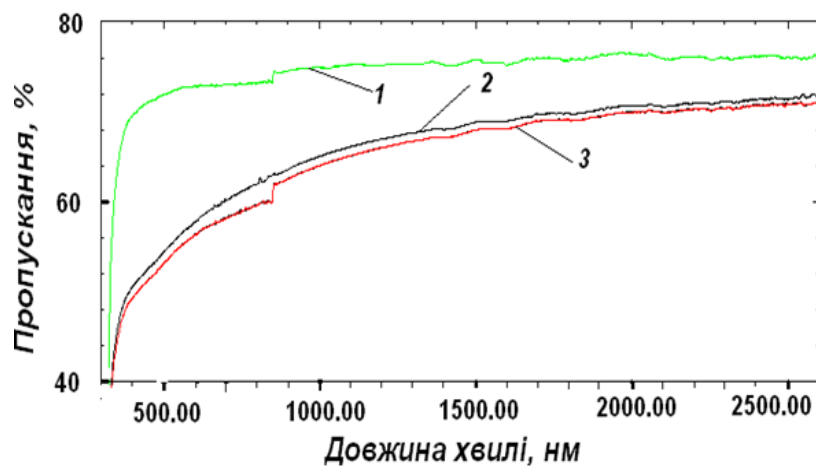


Рис. 3.3. Спектр пропускання чистої пластини LiNbO_3 (зелений), плівки Cr товщиною 2 нм, нанесеної на позитивно заряджену грань пластини LiNbO_3 (чорний) та негативно заряджену грань (червоний).

На Рис. 3.3 видно чітку, хоч і незначну різницю пропускання плівок хрому в залежності від знаку заряду поверхні, на яку проводилось напилювання. Зменшення величини пропускання плівки хрому, нанесеної на мінусову грань кристала LiNbO_3 , свідчить про її більш щільну та однорідну поверхню. Це може бути пов'язано зі щільнішим компонуванням критичних зародків (островців) на цій грані порівняно з такою ж плівкою, нанесеною на

плюсову сторону кристала. Слід відзначити, що нанесення плівок проводилося в одному циклі напилювання, в абсолютно однакових умовах.

3.2. Залежність структурних змін у процесі конденсації тонких плівок на полярні грані від методів розпилення

У процесі осаження плівок у вакуумі в парі, яка конденсується на поверхні підкладки не залежно від методу завжди в більшій чи меншій мірі присутні різні заряджені домішки. У випадку випаровування хрому в конденсованій парі присутні іони Cr^+ , а також його сполуки CrO^+ , CrN^+ [6].

При потраплянні на негативно заряджену грань кристала LiNbO_3 , позитивно заряджені іони щільно закріплюються на її поверхні, стаючи центрами зародкоутворення (Рис. 3.4.).

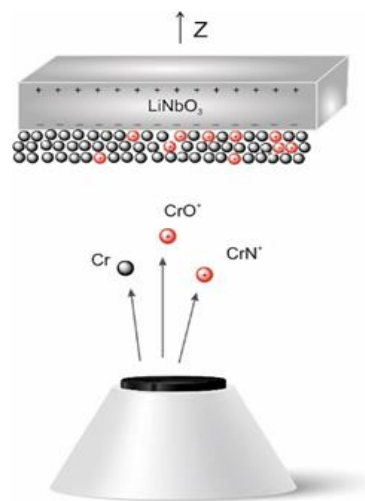


Рис. 3.4. Схематичне зображення нанесення плівки хрому на негативно заряджену поверхню підкладки з кристала LiNbO_3

В результаті на негативно зарядженій поверхні LiNbO_3 однорідна плівка хрому без видимих острівців утворюється вже при товщині ~ 2 нм. (Рис. 3.4.).

У порівнянні з термічним методом при магнетронному розпиленні концентрація іонів в потоці матеріалу значно зростає за рахунок специфіки методу, який передбачає бомбардування іонами аргону Ar^+ хромової мішені, що знаходиться в зоні впливу електричних та магнітних полів. З допомогою

цього методу розпилення вдалось добитись відносної однорідності плівок хрому, що наносились як на негативно так і на позитивно заряджені грані кристалу LiNbO_3 навіть при товщині шару в 2 нм (Рис.3.5.), хоча відмінність в структурі все ж присутня.

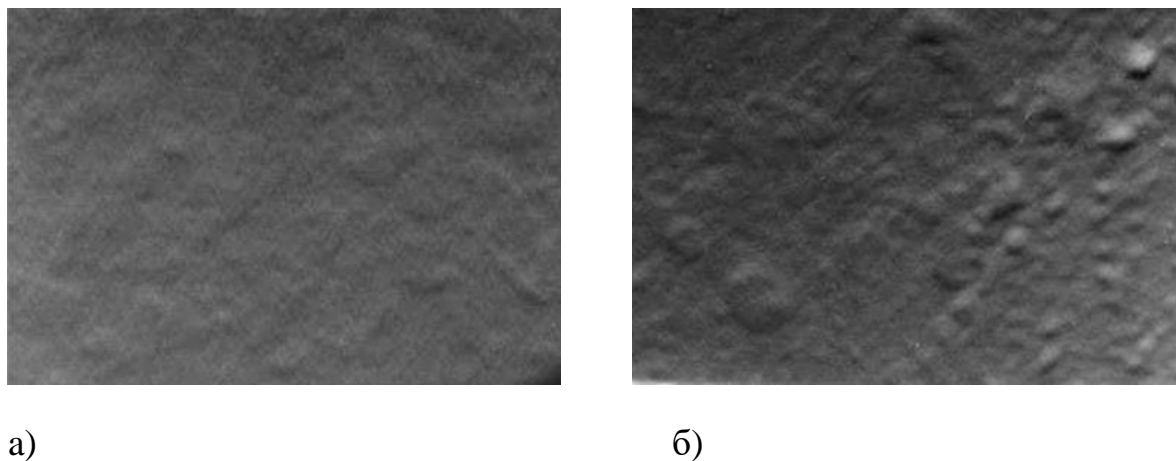


Рис.3.5. Зображення плівок Cr товщиною 20 Å, напилених магнетронним методом у вакуумі на негативно (а) та позитивно (б) заряджені поверхні кристалу ніобату літію, зроблені за допомогою електронного мікроскопа Akahsi DS 130C при 5000-кратному збільшенні.

При електронно-променевому напилюванні сфокусований пучок електронів, які розганяються від катода до анода прискорюючою напругою, бомбардує напилюваний матеріал, передаючи йому свою кінетичну енергію і тим самим розігриваючи матеріал до температури випаровування. При бомбардуванні електронами є висока вірогідність випаровування, крім нейтральних атомів, ще й іонізованих часток матеріалу. Тому якщо підкладка матиме поверхневий заряд, осадження буде протікати по-різному, залежно від знака заряду. Як правило, переважна більшість іонізованих часток позитивно заряджена, тому в разі позитивно зарядженої підкладки однорідність і щільність осадженої плівки буде гіршою, ніж при попаданні матеріалу на негативно заряджену поверхню. Менш щільна плівка матиме нижчий показник заломлення порівно з плівкою, напиленою на нейтральну чи

негативно заряджену підкладку. В результаті оптичні властивості такої плівки будуть відрізнятися від розрахункових показників. Це наочно продемонстровано на Рис. 3.6, де зображено спектри пропускання плівки HfO_2 , нанесеної на позитивно та негативно заряджені поверхні кристала нобату літію. Верхня крива демонструє пропускання плівки, нанесеної на позитивно заряджену поверхню кристала LiNbO_3 . У широкому діапазоні спектру 200-3000 нм пропускання цієї плівки є вищим, ніж у плівки, нанесеної на негативно заряджену поверхню. Це підтверджує тезу про гіршу реологію поверхні такої плівки та нижчий показник заломлення порівняно з цими ж даними для плівки, нанесеної на негативно заряджену поверхню.

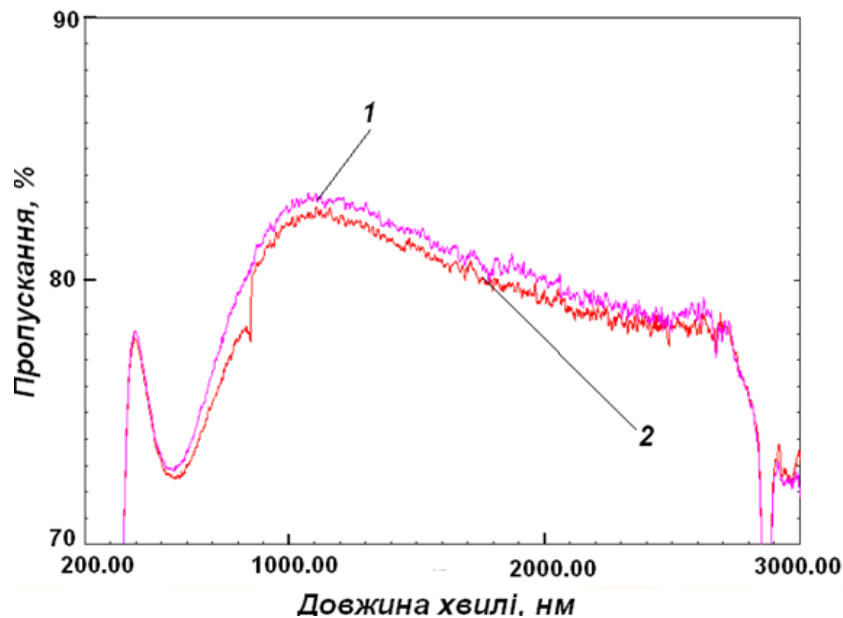


Рис.3.6. Спектр пропускання плівки HfO_2 напленої на позитивно (рожевий) та негативно (червоний) заряджені поверхні кристалу LiNbO_3 .

Важливе значення для подолання негативного впливу поверхневого заряду на ріст металевих та діелектричних плівок має так зване іонне асистування в процесі напилювання. Воно полягає в підключенні до процесу напилювання іонної гармати, яка при допомозі магнітного поля та прискорюючої напруги створює пучок іонів, що прискорюються в напрямку до підкладки. Якщо це пучок негативно заряджених іонів та електронів, то

вони, досягнувши підкладки, нейтралізують позитивний заряд на її поверхні в процесі напилювання і тим самим зменшують енергію бар'єра зародкоутворення та покращують структуру плівки. Крім того, іонне асистування підвищує щільність напилених плівок завдяки зменшенню проміжків між кластерами та шарами плівки у процесі їх осадження.

3.3. Висновок до розділу III.

Показано залежність структури тонких металевих та діелектричних плівок від зовнішніх факторів, режимів осадження та особливостей підкладки, а саме – присутності статичного заряду на її поверхні.

1. Показано причини виникнення статичного заряду в кристалах ніобату літію. Його кристалічна структура не має центральної симетрії, тому ніобат літію є сегнетоелектриком і демонструє ефект Поккельса, п'єзоелектричний ефект і нелінійну оптичну поляризацію. Це означає, що під дією температури чи механічних зусиль на поверхнях кристала виникає поверхневий заряд, із різним знаком на протилежних гранях. Найсильніше цей ефект спостерігається на гранях кристала, перпендикулярних кристалографічній осі Z, менше це стосується граней, перпендикулярних осі Y, а на гранях, перпендикулярних осі X, цей ефект практично відсутній.

2. Металеві та діелектричні плівки, нанесені на позитивно заряджену поверхню кристала ніобату літію, мають гіршу морфологію порівняно з аналогічними плівками, нанесеними на негативно заряджену поверхню. Це можна пояснити впливом позитивно зарядженої поверхні кристала на процес формування плівки, оскільки потік парів напилюваного матеріалу, що прямує до підкладки, складається не тільки з нейтральних атомів, але й з іонів, в основному позитивно заряджених. Тому процес зародкоутворення плівки на позитивно зарядженій поверхні проходить значно складніше.

3. Проведено порівняння термічного і магнетронного методів напилювання у вакуумі; показано, що при магнетронному розпиленні за рахунок специфіки

методу якість плівок значно краща. За допомогою цього методу розпилення вдалося добитись відносної однорідності плівок хрому, навіть при товщині шару в 2 нм.

4. Розглянуто спосіб подолання негативного впливу поверхневого заряду на ріст металевих та діелектричних плівок, яким є іонне асистування у процесі напилювання.

РОЗДІЛ IV. ОСОБЛИВОСТІ ЯВИЩА ПОВЕРХНЕВО-ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСУ В ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВКАХ, НАНЕСЕНИХ НА ПІДКЛАДКИ З ПОВЕРХНЕВИМ ЗАРЯДОМ

4.1. Природа поверхнево-плазмонного резонансу в тонких плівках.

Явище поверхнево-плазмонного резонансу (ППР) полягає у виникненні хвиль змінної щільності електричного заряду (плазмонів), які створюються під дією поляризованого світла на поверхню тонкої металевої плівки, якщо проєкція хвильового вектора фотонів на площину поверхні металевої плівки буде рівна хвильовому вектору поверхневого плазмона. Причому резонанс виникає тільки за умови рівності компоненти вектора імпульсу фотона та імпульсу поверхневого плазмона. У цьому випадку значна частина енергії фотона, що падає на поверхню металевої плівки, передається плазмону, зменшуючи тим самим інтенсивність відбитого світла. Цей ефект називається плазмонним резонансним поглинанням, і його можна спостерігати, знявши спектр пропускання тонких плівок золота, срібла чи алюмінію в видимій області спектру. Отримавши енергію, збуджений плазмон може затухати внаслідок внутрішніх процесів, або розпадатися з утворенням фотона при опроміненні металевої плівки швидкими електронами. Для p - поляризованого світла коефіцієнт пропускання може мати мінімум на частоті ω_p . Внутрішнє поглинання обумовлене міжзонними переходами. Якщо енергія $h\omega_p$ перевищує роботу виходу з металу, можлива електронна емісія, максимум якої буде на частоті ω_p . У цьому випадку у спектрі відбивання спостерігатиметься максимум на частоті ω_p . Враховуючи той факт, що Оскільки товщина металевої плівки становить декілька десятків ангстремів, можна передбачити, що значна частина енергії плазмона пройде крізь плівку й досягне границі розділу плівка – підкладка. І тоді можна припустити, що ППР також залежатиме від характеру поверхні підкладки та її поляризації, а саме: від

електричної поляризації підкладки та від товщини й реології плівки залежатиме зміна мінімуму кривої пропускання в зоні ППР.

4.2. Плазмонне поглинання тонких плівок металів на полярних гранях монокристала LiNbO_3

Тонкі плівки металів на початкових стадіях росту можна розглядати як сукупність наночасток металу та діелектричних проміжків у вигляді нанорозмірних метал-діелектричних композитів з фрактальною структурою в яких існують локалізовані плаزمони.(7,8). Оптичний відгук під дією світла металевих наночасток, розміри яких набагато менші від довжини хвилі опромінення, пов'язаний зі збудженням плазмонних резонансів. Локалізовані поверхневі плаزمони, які виникають завдяки електронам провідності, відіграють важливу роль в сучасній сенсорній електроніці, сонячній енергетиці, матеріалознавстві тощо.

В спектрах поглинання плівок Ag , напилених на позитивно заряджену поверхню монокристалів LiNbO_3 , спостерігається смуга, максимум якої з ростом товщини плівки зміщується від 520 до 610 нм. (Рис.4.1)

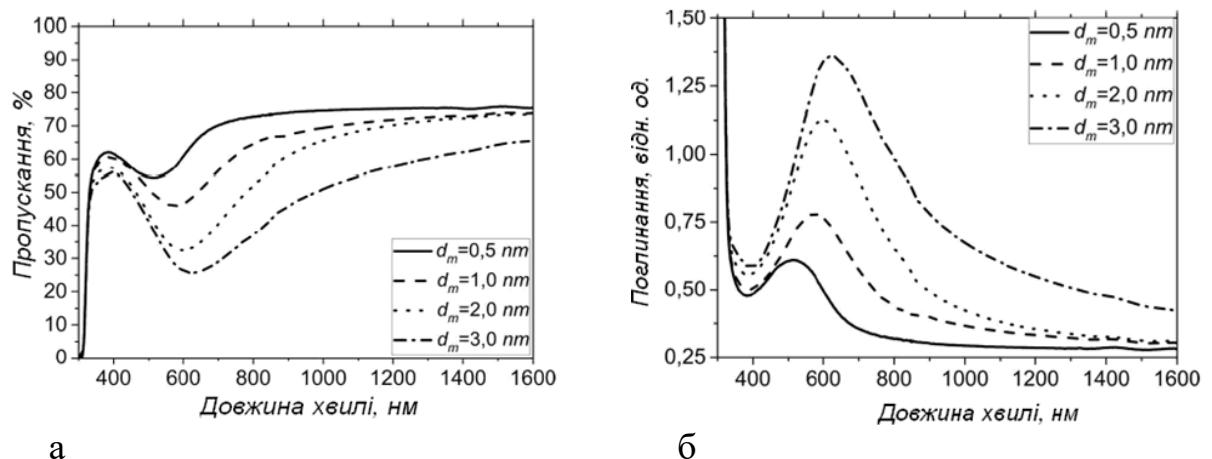


Рис.4.1. Спектри пропускання (а) та поглинання (б) плівок срібла різної товщини d_m , напилених магнетронним методом на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 .

Причиною довгохвильового зміщення поглинання з ростом товщини плівок є збільшення розмірів кластерів, у які об'єднуються наночастки металу. Асиметричність конфігурації поглинання металевих плівок різної товщини пов'язана з впливом заряду на поверхні підкладки на ріст плівок, та власним поглинанням плівок у процесі збільшення їхньої товщини.

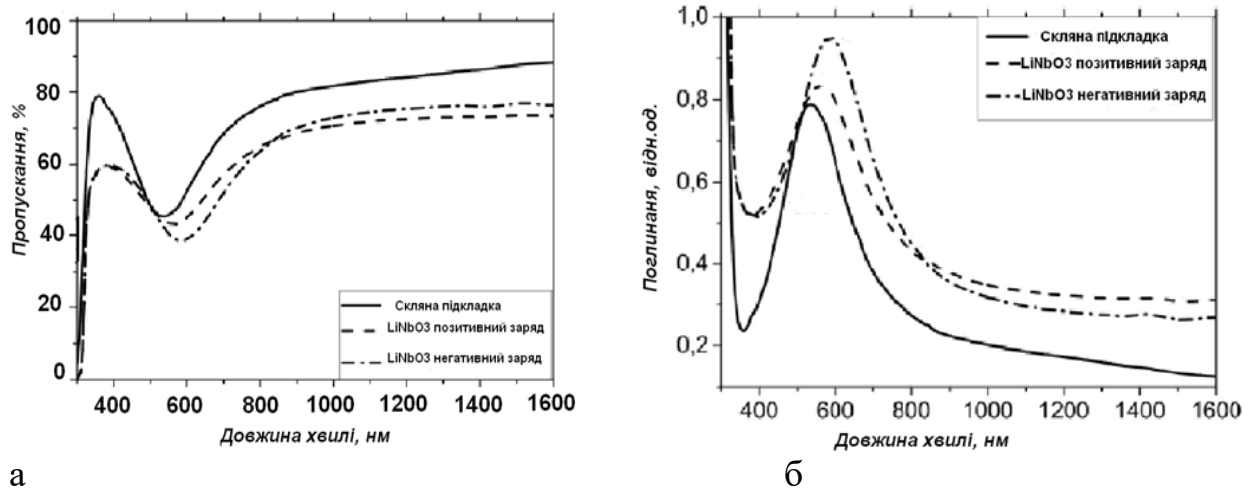


Рис. 4.2. Спектри пропускання (а) та поглинання (б) плівок срібла (10\AA), осаджених на скляну підкладку та позитивно і негативно заряджену поверхню кристала ніобату літію.

На рис.4.2. представлено спектри пропускання та поглинання плівок срібла, напилених одночасно на скляну підкладку та пластини ніобату літію, поверхні яких заряджені позитивно і негативно. Спостерігаємо суттєве зміщення максимумів ППР, залежно від знака заряду підкладки LiNbO_3 , (564 нм. для позитивно зарядженої підкладки, та 587 нм. для негативно зарядженої) щодо максимуму ППР на скляній підкладці (532 нм). Оскільки всі плівки напилено в одному технологічному циклі, довгохвильове зміщення максимуму ППР можна пояснити впливом поверхневого заряду на структуру осаджених плівок. Слід очікувати, що на поверхні скляної підкладки і на поверхні кристала ніобату літію наночастинки срібла мають різну форму і між ними є різна відстань. З використанням АСМ-дослідження топології поверхні

плівки методом вододілу можна розрахувати розподіл наночасток за еквівалентними радіусами, висотою та відстанню до найближчого сусіда.

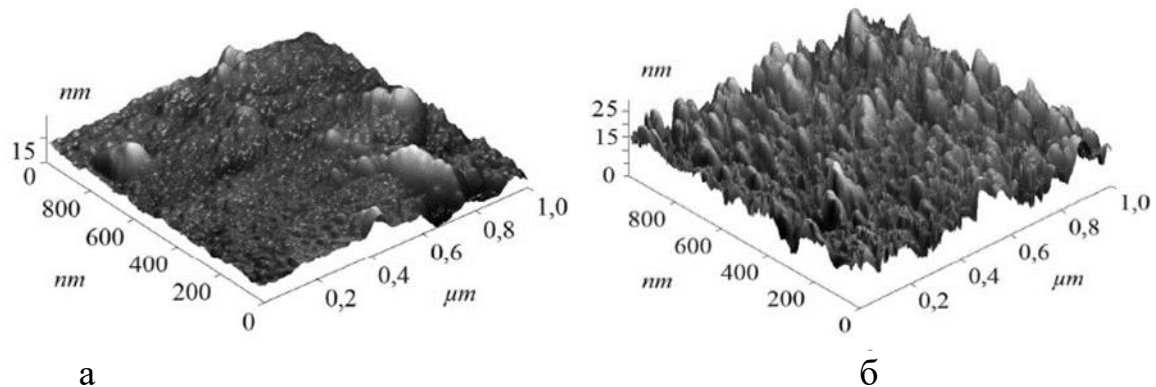


Рис.4.3. Дослідження методом атомно силової мікроскопії (АСМ) поверхні плівки Ag товщиною 1 нм напиленої на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 (а) та на скляну підкладку (б).

Оскільки плівки металу напилено як на поверхню скла, так і на заряджену поверхню LiNbO_3 в одному технологічному циклі, можна припустити, що зміна максимумів ППР пов'язана з різною формою металевих часток і відстанню між ними.

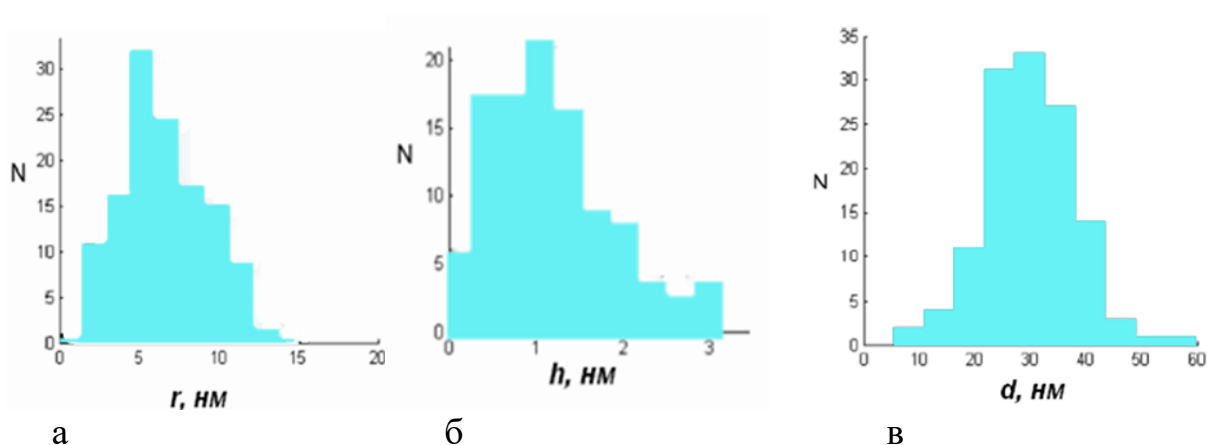


Рис. 4.4. Гістограми розподілу наночасток срібла товщиною 1 нм, напилених на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 за радіусами (а), висотами (б) та відстаннями між ними (в).

З аналізу даних розподілу (Рис.4.4) випливає, що плівка срібла товщиною 10\AA складається в основному з наночасток у вигляді сплюснутих сфероїдів з

середнім радіусом 7 нм. та висотою близько 1,2 нм. Тоді відношення головних осей визначатиметься як відношення радіуса до висоти $r/h = a/c = 5,83$. У таких наночасток існують поздовжні та поперечні моди, які пов'язані з коливаннями вільних носіїв заряду. Довгохвильове зміщення максимуму смуги ППР можна пояснити відсутністю поперечних мод у сфероїдів срібла на позитивно зарядженій поверхні LiNbO_3 .

Спектральне положення максимуму ППР наночасток срібла, нанесених на підкладки з LiNbO_3 зміщується в залежності від знаку заряду на його поверхні (рис.4.2.) 587 нм. для мінусової поверхні, та 564 нм. для плюсової. поверхні. [78]. Додатковим фактором є вплив заряду поверхні на зміну концентрації вільних носіїв, які беруть участь у плазмонному резонансі. Електричне поле від'ємних зарядів взаємодіє з вільними носіями наночасток срібла, виштовхуючи їх на поверхню. Внаслідок цього на вільні носії в такому випадку діятиме поряд із полем світлової хвилі, постійне поле статичного заряду, яке може бути достатньо великим. Результуюче поле даватиме зміщення під певним кутом до a - осі сфероїда, що призведе до зменшення числа носіїв, які дають внесок у поздовжню плазмонну моду сфероїдів. У випадку позитивно зарядженої поверхні поле E^+ статичного заряду буде притягувати вільні носії спрямовуючи їх до границі розділу плівка – підкладка і тим самим нівелюючи їхню участь в поверхневому плазмонному резонансі.

4.3. Висновок до розділу IV.

Розглянуто природу поверхневого плазмонного резонансу (ППР) в тонких металевих плівках та вплив статичного заряду на поверхнях підклади з кристалу ніобату літію на зміну спектрального положення максимуму ППР.

1. Поверхневий плазмонний резонанс значною мірою залежить від характеру поверхні підклади та її поляризації. Від електричної поляризації підклади

та від товщини і морфології плівки залежить зміна мінімуму кривої пропускання в зоні ППР.

2. У спектрах поглинання плівок Ag, нанесених на позитивно заряджену поверхню монокристалів LiNbO_3 , спостерігається смуга, максимум якої з ростом товщини плівки зміщується від 520 до 610 нм.

3. Дано аналіз розподілу наночасток срібла, напилених на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 , за радіусами, висотами та відстанями між ними. Показано, що зміна максимумів ППР пов'язана з різною формою металевих часток та відстанню між ними.

4. Враховуючи аналіз даних гістограм розподілу показано, що плівка срібла товщиною 10Å складається в основному з наночасток у вигляді сплюснутих сфероїдів з середнім радіусом 7 нм та висотою близько 1,2 нм.

5. Спектральне положення максимуму ППР наночасток срібла в LiNbO_3 зміщується в залежності від знака заряду на його поверхні й досягає 587 нм для мінусової поверхні та 564 нм для плюсової. поверхні.

6. Розраховано, що при зміщенні максимуму смуги ППР в 23 нм. концентрація вільних носіїв срібла на позитивно зарядженій поверхні LiNbO_3 становитиме 0,93 від концентрації вільних носіїв на поверхні з негативним зарядом.

РОЗДІЛ V. ЗАСТОСУВАННЯ ТОНКОПЛІВКОВИХ СТРУКТУР ОТРИМАНИХ НА ПОЛЯРНИХ ГРАНЯХ КРИСТАЛІВ LiNbO_3 В ПРИСТРОЯХ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕХНІКИ

5.1. Використання тонких плівок при виготовленні акустооптичних та електрооптичних модуляторів світла та піроприймальних пристроїв.

Виготовлення активних елементів пристроїв акустооптики, електрооптики, акустоелектроніки передбачає, що до кристалів ніобату літію повинна прикладатись електрична напруга, за допомогою якої можна або керувати світловим потоком, який проходить крізь акустооптичний чи електрооптичний активний елемент, або, завдяки п'єзоелектричним властивостям кристала, створювати лінії затримки радіосигналів або фільтри радіочастот.

Тож процес створення активних елементів на основі ніобату літію повинен містити технологічні операції нанесення на поверхні кристалів металевих та діелектричних покриттів. У випадку електрооптичних пристроїв нанесені контакти мають бути суцільними. Для акустоелектронних та піроприймальних пристроїв контакти можуть мати топологічний малюнок, який створюється методами літографії або з допомогою масок.

Практично в усіх випадках, задля підвищення ефективності вищеназваних пристроїв та зменшення втрат при проходженні крізь них світлового променя, необхідне нанесення на ці поверхні діелектричних просвітлюючих покриттів методом напилювання у вакуумі. При цьому важливою є присутність статичного заряду на поверхнях активних елементів при нанесенні таких покриттів.

5.1.1. Акустооптичні модулятори (АОМ) на стоячих акустичних хвилях

За допомогою акустичних хвиль можна керувати параметрами світлової хвилі, як-от: амплітудою, фазою, частотою, поляризацією [79-83]. Відповідно, існують різні види акустооптичних модуляторів (АОМ). Крім цього, інформацію у світловий пучок можна вводити модулюючи його як в часі так і в просторі. Тому акустооптичні модулятори поділяються ще й на часові та просторові. Часові акустооптичні модулятори світла своєю чергою поділяються на модулятори з біжучою акустичною хвилею і модулятори на стоячій акустичній хвилі. Принцип їхньої дії побудований на залежності інтенсивності світла, яке пройшло через акустооптичну комірку, від амплітуди акустичної хвилі, а отже – амплітуди керуючого акустичного сигналу $S(t)$.

Найпоширенішим типом акустооптичних модуляторів на біжучій акустичній хвилі є широкосмугові. Для підвищення швидкодії цих модуляторів необхідно гранично зменшувати область акустооптичної взаємодії, підвищуючи смугу робочих частот АОМ, оскільки смуга частот обернено пропорційна до часу проходження акустичної хвилі через світловий пучок. Як робочі світлові пучки, що проходять через АОМ, можна використовувати пучки, котрі дифрагують у максимуми як першого, так і нульового порядків. Однак слід враховувати, що в першому випадку інтенсивність світла змінюється синфазно з амплітудою акустичної хвилі, а в другому зміна має протифазний характер.

Акустооптичні модулятори на стоячих акустичних хвилях принципом дії та характеристиками суттєво відрізняються від АОМ на біжучій акустичній хвилі. Їхньою конструктивною відмінністю є відсутність поглинача акустичних хвиль.

АОМ на стоячих акустичних хвилях можна поділити на два типи відповідно до способу збудження акустичних хвиль: перший – збудження акустичних хвиль відбувається з допомогою п'єзоперетворювача який

кріпиться на активному елементі, і другий – АОМ в яких стояча акустична хвиля збуджується за рахунок власного п'єзоефекту активного елемента .

Ці два типи модуляторів схематично представлено на рис.5.1

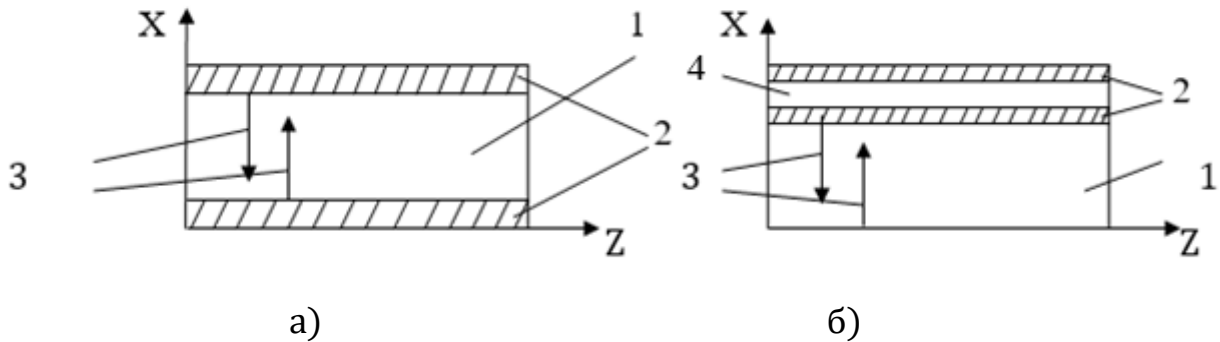


Рис. 5.1. Акустооптичні модулятори на стоячих акустичних хвилях:

а) – АОМ на стоячих акустичних хвилях із використанням власного п'єзоефекту, б) – АОМ на стоячих акустичних хвилях із використанням п'єзоперетворювача (4). X, Z – орієнтація кристалічних осей активного елемента. 1 – активний елемент (світлозвукопровід), 2 – металеві електроди, 3 – стоячі акустичні хвилі. 4 – п'єзоперетворювач.

Паралельні прецизійно оброблені грані активного елемента (світлозвукопровода) (1) утворюють високочастотний акустичний резонатор. У разі існування у світлозвукопроводі власного п'єзоефекту, резонатор збуджується при прикладанні до його граней, на яких нанесені металеві електроди, (2), високочастотного електричного сигналу (Рис. 5.1а). У випадку АОМ з використанням п'єзоперетворювача (Рис. 5.1б), до однієї з граней світлозвукопроводу методом холодної зварки приварюють п'єзоперетворювач (4). В обох випадках світлова хвиля поширюється вздовж осі Z, тоді як стоячі акустичні хвилі утворюються вздовж осі X. Акустичний резонатор в обох випадках збуджується на власних частотах [84]:

$$f_m = (2m + 1) \frac{v}{2d} , \quad (5.1)$$

де: d – лінійна товщина акустооптичної комірки, V – швидкість акустичної хвилі в резонаторі (4), $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

У середовищах світлозвукотранслюційних, в яких відсутні втрати енергії при розповсюдженні акустичних хвиль, що обумовлені їх розсіюванням або поглинанням, стоячі акустичні хвилі формують нерухому фазову ґратку зі зміною показника заломлення в пучностях, амплітуда якої змінюється в часі з частотою $2f_m$. При дифракції світла на цій ґратці інтенсивність світла в усіх дифракційних максимумах також мінюється з частотою $2f_m$.

Слід зазначити, що теорія дифракції світла на стоячих акустичних хвилях на даний час недостатньо відпрацьована. Наведені в літературі [85-87] вирази для величин дифракційної ефективності значно відрізняються між собою, крім того, із загальних виразів неможливо одержати наближення, які збігалися б із результатами теорії дифракції світла на біжучій акустичній хвилі. Однією з важливих особливостей модуляторів на стоячих акустичних хвилях є те, що частота модуляції світлової хвилі не пов'язана з часом проходження акустичної хвилі. Тому немає необхідності в узгодженні розбіжностей світлових та акустичних пучків які взаємодіють між собою. Це дає можливість використовувати достатньо широкі колімовані світлові пучки.

Частотна характеристика модулятора на стоячих хвилях представляє собою ряд еквідистантно розміщених резонансних піків, ширина яких Δf визначається добротністю акустичного модулятора Q_a , або коефіцієнтом загасання акустичної хвилі. При малих втратах в резонаторі для Δf маємо:

$$\Delta f = f_0 / Q_a = (2\alpha d - \ln \rho_{\text{пр}}) V / 2\pi d, \quad (5.2),$$

де $\rho_{\text{пр}}$: - амплітудний коефіцієнт відбивання від грані з п'єзоперетворювачем (коефіцієнт відбивання від протилежної грані можна вважати рівним одиниці). Як випливає з формул (5.1) та (5.2), модулятори на стоячих акустичних хвилях є вузько-смуговими пристроями, які допускають мале плавне переналаштування частоти в межах окремого резонансного максимуму

і дискретний перехід з одного резонансного максимуму на інший. Ця особливість є основним недоліком, який обмежує область їхнього застосування лише до таких систем, у яких застосовується синусоїдальна модуляція світлового пучка на фіксованих частотах. До області застосувань модуляторів на стоячих акустичних належить далекометрія, синхронізація мод лазера, ущільнення чи розділення інформації в каналах оптичного зв'язку.

Відсутність вимог щодо узгодження розбіжностей світлового і акустичного пучків полегшує досягнення високих частот модуляції [85]. На відміну від широкосмугових АОМ на біжучих хвилях, в АОМ на стоячих хвилях немає принципових обмежень у всьому діапазоні частот, де спостерігається акустооптична взаємодія. Однак слід враховувати, що для більшості матеріалів коефіцієнт поглинання акустичних хвиль має залежність від квадрата частоти збудження.

Одним із важливих застосувань акустооптичної взаємодії є синхронізація поздовжніх мод лазера шляхом модуляції внутрішніх втрат лазера на частоті міжмодового інтервалу [86,87]. Для цього використовується АОМ, який розміщується в середині резонатора лазера. При збудженні в комірці АОМ стоячої акустичної хвилі з частотою f , інтенсивність світлового пучка, який проходить через комірку, як було попередньо зазначено, змінюється з частотою $2f$. Найсильніший ефект синхронізації мод виникає, коли частота $2f$ стає рівною частоті міжмодового інтервалу лазера $\Delta\nu=c/2L_i$, де c – швидкість світла, L_i – довжина резонатора лазера. В цьому випадку лазер починає генерувати випромінювання у вигляді послідовних імпульсів з частотою повторення $c/2L_i$, та довжиною $\tau = 2L_i/cN$, де N – число синхронізованих мод. Важливою умовою для підтримання режиму синхронізації мод лазера є хороша температурна стабілізація лазера й акустооптичної комірки. Якщо в процесі роботи лазера відбудеться зміна температурних режимів хоча б на декілька градусів, то це призведе до зміни

розмірів активного елемента і швидкості акустичної хвилі, в результаті чого порушується умова $\Delta v = 2f$ і синхронізація мод зникає.

АОМ на стоячих акустичних хвилях для синхронізації мод твердотільних лазерів випускаються серійно. Акустичні світлозвукопроводи, які працюють на робочих частотах 38-80 МГц, виготовляють із високоякісного плавленого кварцу.

В роботах [87,90] був запропонований і досліджений АОМ на стоячих акустичних хвилях де активним елементом світлозвукопроводу слугував ніобат і танталат літію. АОМ описаний в цих роботах працював у режимі Рамана – Ната.

Використовуючи цей модулятор, автори одержали в режимі активної синхронізації мод у твердотільному лазері на фосфатному склі з неодимом імпульси довжиною 5,5 пс. В іншому випадку, використовуючи АОМ на основі LiNbO_3 , у якому збудження акустичних хвиль відбувалося за рахунок власного п'єзоефекту при застосуванні в твердотільному лазері на склі з домішками $\text{Cr} - \text{Yb} - \text{Er}$ було одержано імпульси тривалістю 13 ± 5 пс, які генерувалися на довжині хвилі 1,54 мкм. Пікова потужність імпульсів становила більше 100 кВт. Ці АОМ працювали в режимі Бреґівської дифракції. Представлено АОМ, в яких стоячі акустичні хвилі збуджувались у напрямку осі Y за рахунок власного п'єзоефекту. Модулятори такого типу високоефективні та технологічно простіші у виконанні (відсутня необхідна при виготовленні інших модуляторів на стоячих акустичних хвилях холодна приварка у вакуумі п'єзоперетворювачів). Відповідно такого типу АОМ є значно дешевшими.

Виходячи з цього, нами було поставлено завдання з виготовлення АОМ на основі монокристалів LiNbO_3 та LiTaO_3 , збудження стоячих акустичних хвиль у яких має здійснюватися за рахунок власного п'єзоефекту в напрямку кристалографічної осі X [90]. Вибір цього напрямку збудження акустичних хвиль обумовлений тим, що коефіцієнт електромеханічного зв'язку становить

0,68, при збудженні поперечної акустичної хвилі, тоді як коефіцієнт електромеханічного зв'язку при збудженні поздовжніх акустичних хвиль в напрямку осі $Y\epsilon$ значно менший. В той же час, коефіцієнт акустооптичної якості M_2 для обох напрямків ϵ приблизно однаковим.

5.1.2. Технологія виготовлення АОМ

Технологічний процес виготовлення АОМ на стоячих акустичних хвилях на основі монокристалів $LiNbO_3$ із використанням їхнього власного п'єзоефекту складається з наступних етапів:

- Виготовлення активних елементів акустооптичних комірок.
- Напилення металевих електродів.
- Напилення просвітлюючих покриттів.
- Розробка корпусу АОМ і його виготовлення.
- Визначення основної резонансної частоти АОМ.
- Виготовлення комутаційної плати.
- Розрахунок схеми узгодження комірки з високочастотним генератором сигналів.
- Монтаж активного елемента АОМ на комутаційну плату з елементами узгодження комірки.
- Визначення величини дифракційної ефективності.
- Розробка принципової схеми блоку управління (драйвера).
- Розробка та виготовлення блоку управління АОМ.
- Дослідження електрофізичних характеристик АОМ.

Виготовлені активні елементи акустооптичної комірки на стоячих акустичних хвилях мають розміри $3 \times 4 \times 24$ мм вздовж кристалографічних осей X, Y, Z відповідно. На поліровані грані в площині YZ напилені плівки $Cr - Cu$ або $Cr - Ag$, які служили електродами. Для створення високої добротності акустооптичних резонаторів паралельність граней в площині YZ витримувались з точністю $\leq 10''$. Паралельність граней активного елемента на які падає світловий потік у площині XY витримувалася також з точністю \leq

10". На грані XY наносились просвітлюючі покриття для довжин хвиль лазерного випромінювання $\lambda = 0,63$ мкм та $\lambda = 1,06$ мкм. До напилених електродів припаювались контакти (Рис.5.2.) і визначалась основна акустична резонансна частота. Визначення основної резонансної частоти проводилось згідно з методикою.

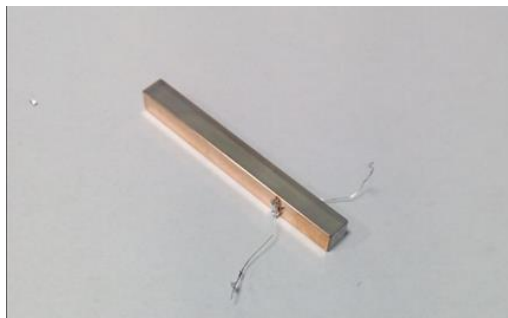


Рис. 5.2. Активний елемент акустооптичного модулятора добротності на основі монокристала LiNbO_3 .

Оскільки акустична комірка монтується в корпусі, то було розроблене креслення корпусу АОМ. Згідно з цим кресленням був виготовлений корпус з вмонтованою платою який представлений на рисунку 5.3

Для узгодження електрофізичних параметрів комірок АОМ на стоячих акустичних хвилях були виготовлені плати та проведено їх монтаж, а також монтаж активних елементів з напиленими електродами та припаяними контактами в корпусі АОМ.

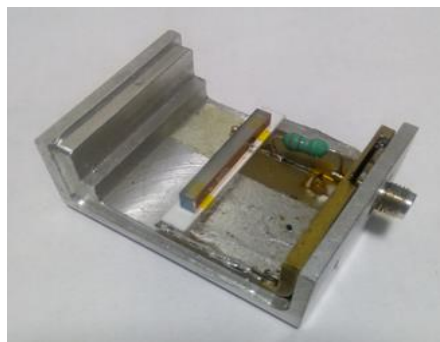


Рис. 5.3. Акустооптичний модулятор добротності зі схемою узгодження в корпусі.

Враховуючи те, що просвітлюючі покриття наносилися на грані ХУ, тобто на площини, перпендикулярні осі Z, вони в процесі напилювання матимуть різнойменний некомпенсований статичний заряд, який впливатиме на якість нанесеного покриття. Тому в процесі монтування модулятора в корпус слід враховувати напрямок руху світлового пучка через модулятор з точки зору черговості його проходження крізь просвітлені грані. Промінь має входити через просвітлену площину з негативно зарядженою поверхнею, де якість покриття краща, а вихід уже частково ослабленого променя має здійснюватися через позитивно заряджену поверхню. Це дозволить покращити стабільність роботи пристрою та його довговічність.

5.1.3. Виготовлення електрооптичного затвора (ЕОЗ)

Використання електрооптичного затвора для модуляції добротності резонатора ґрунтується на електрооптичному ефекті Поккельса, що полягає в зміні показників заломлення кристалу під дією електричного поля. Цей ефект зумовлений як електронною поляризованістю, так і деформацією кристалічної гратки. В загальному випадку під дією електричного поля оптична індикатриса повертається відносно кристалографічної системи координат. Швидкість зміни показників заломлення в кристалах під дією електричного поля складає 10^{-10} - 10^{-12} с, що зумовлене фізичними явищами в кристалі на рівні атомної кристалічної структури.

Розрізняють поздовжній і поперечний електрооптичні ефекти. В першому випадку напрям проходження світла а кристалічному елементі і напрям проходження електричного поля збігаються, а в другому випадку вони ортогональні. Електрична напруга, яку потрібно подати на кристал для поздовжнього ефекту, залежить тільки від робочої довжини хвилі випромінювання, показника заломлення та електрооптичних коефіцієнтів. Для поперечного ефекту електрична напруга, крім наведених параметрів, залежить також від співвідношення між довжиною кристала і відстанню між

електродами. Це дозволяє зменшити напругу в L/d разів (де L і d – довжина і ширина кристала відповідно), що є важливим при конструюванні електричних блоків керування (драйверів).

Конструкція оптичних схем лазерів при використанні електрооптичних затворів ґрунтується на повороті площини поляризації і випромінювання лазера після проходження комірки Поккельса. По суті електрооптичний кристалічний елемент – це електрокерована фазова пластина, двозаломлення якої залежить від величини прикладеної напруги.

На практиці в основному використовують два способи модуляції добротності резонатора – це чверть хвильовий і пів хвильовий методи [81]. Чвертьхвильовий метод характеризується тим, що при чвертьхвильовому методі світло всередині резонатора проходить через поляризатор, за яким розміщений електрооптичний елемент, до електродів якого прикладена така напруга, яка перетворює лінійно поляризоване світло у світло з круговою поляризацією. Після відбивання від дзеркала і проходження через кристал у зворотному напрямку світло буде знову поляризоване лінійно, але площина поляризації повертається на 90° відносно до початкового напрямку. Оскільки поляризатор не пропустить світло з такою поляризацією, кристал і поляризатор утворюють закриту систему для проходження світла і добротність резонатора стає мінімальною. Якщо в цей момент до кристала прикласти імпульс від'ємної напруги, значення якої таке, що сумарна напруга рівна нулю, то обертання площини поляризації буде відсутнє. Від'ємну напругу на комірку Поккельса подають у момент, коли інверсія активного середовища досягає максимуму. Таким чином формується гігантський імпульс.

Півхвильовий метод відрізняється від чверть хвильового тим, що до кристала прикладається така напруга, щоб він працював як півхвильова фазова пластина, тобто лінійно поляризоване світло після проходження кристалічного елемента повертає площину поляризації на 90° і система

закриває проходження світлового променя. Якщо напругу зменшити до нуля, то повороту площини поляризації не відбудеться і система стає відкритою для проходження променя, а добротність, відповідно, зростає. Таку конструкцію легше юстувати, ніж чвертьхвильову, але вона потребує вдвічі вищої керуючої напруги.

Електрооптичні затвори дозволяють отримати більш точну синхронізацію і коротші імпульси, ніж при використанні оптико-механічних затворів.

Технологічний процес виготовлення ЕОЗ на основі монокристалів LiNbO_3 складається з ряду етапів, а саме:

- Виготовлення заготовок оптичних елементів електрооптичних комірок.
- Відпал заготовок в атмосфері водню.
- Механічна обробка (шліфування та полірування) робочих граней заготовок а також прецизійне полірування оптичних поверхонь активного елемента перпендикулярних осі Z з високим ступенем площинності, плоско паралельності та чистоти поверхні.
- Напилювання металевих провідних покриттів.
- Напилювання просвітлюючих покриттів.
- Розробка корпусу ЕОЗ та його виготовлення.
- Монтаж активного елемента ЕОЗ в корпус.
- Визначення статичної та динамічної півхвильової напруги.
- Розроблення принципової схеми блоку керування (драйвера).
- Розроблення та виготовлення блоку керування ЕОЗ
- Дослідження технічних характеристик ЕОЗ.

Активні елементи ЕОЗ були виготовлені двох типів. Один з них представляє собою паралелепіпед, видовжений вздовж оптичної осі Z , а інший мав робочі грані, нахилені до напрямку оптичної осі під кутом Брюстера (Рис.5.4.)

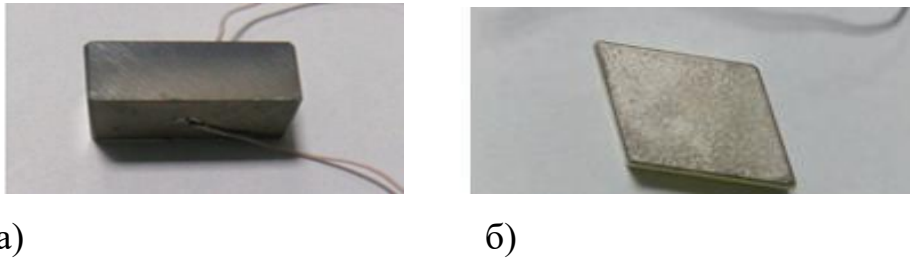


Рис. 5.4. Два типи елементів електрооптичних затворів: (а) – активний елемент прямокутної форми; (б) – активний елемент з оптичними гранями, виготовленими під кутом Брюстера.

Вхідна лінійна апертура затворів становила 5-9 мм, а довжину підбирали такою, щоб статична півхвильова напруга для довжини хвилі променя 1064 нм не перевищувала 3,2 кВ.

На робочі грані, перпендикулярні осі X, методом вакуумного напилювання нанесено металеві покриття Cr-Cu або Cr-Ag, які виконують роль електродів. Грані, що перпендикулярні оптичній осі Z, виконувалися з високим ступенем точності, а саме: непаралельність площин становила $\leq 10''$, площинність – не гірше $\lambda/8$. На ці грані методом вакуумного напилювання наносилися просвітлюючі покриття на довжину хвилі $\lambda = 1064$ нм.

Як активний елемент електрооптичного затвору було використано монокристал ніобату літію. Променева стійкість цього матеріалу з використанням просвітлюючих покриттів для імпульсів лазерного випромінювання тривалістю 20 нс складає величину не менше 0,3 ГВт/см². При енергії випромінювання 0,1 Дж та тривалості імпульсу 10 нс може бути досягнута густина потужності, що майже на порядок менша від порогової, а тому електрооптичний затвор такого типу знаходить практичне застосування, зокрема, в дальнометрії.

Конструкція електрооптичного затвора складається з електрооптичного активного елемента з монокристала ніобату літію, який з допомогою пайки монтується на поверхню латунної основи, яка розміщена в корпусі. В корпусі

також встановлюються поляризаційні елементи, які відповідним чином юстуються відносно електрооптичного елемента. Для захисту оптичних елементів зверху передбачена кришка яка кріпиться на чотирьох гвинтах. Зі сторони оптичного випромінювання корпус захищений вікнами із плавленого кварцу. На кришці розміщені два електричні виводи, через які на активний елемент подається напруга. Електрична міцність ізоляції при виборі відповідних матеріалів дозволяє подавати напругу на кристал активного елемента в межах 10 кВ. Електрична ємність забезпечується діелектричними властивостями кристала ніобату літію та параметрами електродів. При вибраних параметрах конструкції ЕОЗ ємність не перевищує 50 Пф.

На рис.5.5 представлений загальний вигляд електрооптичного затвора

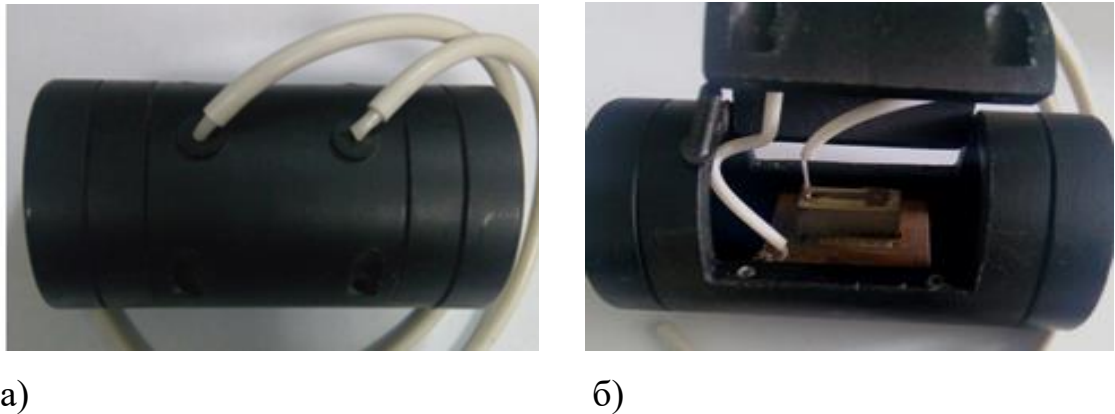


Рис.5.5. Загальний вигляд електрооптичного затвора (а) , з активним елементом із монокристала LiNbO_3 прямокутної форми (б).

Променева стійкість ніобату літію дозволяє забезпечити роботу ЕОЗ з енергією не менше 0,1 Дж. при частоті слідування імпульсів не менше 5Гц

У даному випадку для створення контактів на поверхнях кристалів ніобату літію застосовано конструкцію з двох послідовно нанесених плівок металів – підшару хрому і, власне, контактної плівки міді. Для нанесення металевих провідних плівок використовувалась комбінована установка термічного та магнетронного напилювання фірми «Torr International» (США).

Фотографії загального вигляду установки та вигляду робочої камери наведені на рис 5.6.



а)

б)

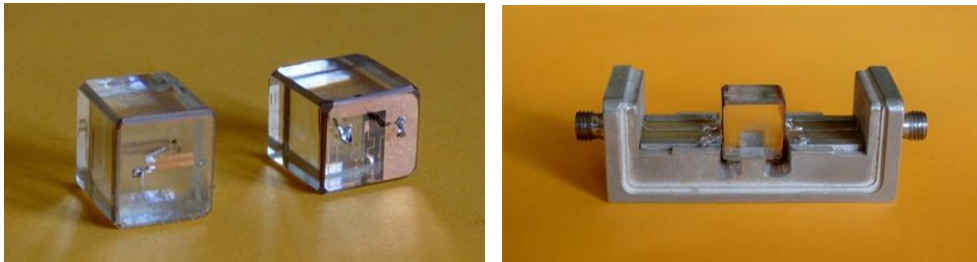
Рис. 5.6. Загальний вигляд установки термічного та магнетронного напилювання фірми «Torr International» (а) та її робочої камери (б).

Виконані експерименти дозволили встановити, що оптимальна товщина шару хрому, що напилюється безпосередньо на очищену поверхню елемента з монокристала танталату літію, становить 150 \AA , а товщина шару міді, що наноситься після шару хрому, має становити близько 2500 \AA . Контроль товщини напилюваних плівок здійснювався за допомогою кварцового датчика типу SQC-330.

Поверхня зразка, на яку наносилися плівки, розігрівалася за допомогою спеціального термовузла, розміщеного над підкладками у робочій камері напилювальної установки, до температури $180\text{-}200^\circ\text{C}$, що забезпечувало добрий механічний та електричний контакт між плівкою і кристалом. Швидкість нагрівання зразка не повинна перевищувати 6°C за хвилину. Після досягнення обраної температури, зразок перед напилюванням витримували у таких умовах протягом 40 хвилин. Напилювання виконувалося, коли тиск у

робочій камері становив не більше 2×10^{-5} мм рт. ст. Швидкість напилювання хрому становила 1-5 Å/с, міді – 10-20 Å/с.

У випадку, коли електроди на поверхні кристала ніобату літію повинні мати певну форму (топологию), для її створення застосовувався метод фотолітографії (Рис.5.7.)



а)

б)

Рис. 5.7. Актині елементи акустооптичних пристроїв на біжній акустичній хвилі, окремо (а) та в корпусі (б), виготовлені з монокристалів ніобату літію (LiNbO_3) оптичної якості з топологічним рисунком, нанесеним методом фотолітографії.

Цей процес розпочинається з ретельного очищення поверхні кристала з напиленою плівкою Cu-Cr та подальшого скрупульозного огляду поверхні плівки під мікроскопом типу МБС-9 для виявлення ушкоджень поверхні плівки. Якщо плівка є неушкодженою, то на зразок LiTaO_3 з металевим покриттям Cu-Cr методом центрифугування наноситься фільтрований фоторезист ФП-РН-7С.

При цьому на поверхню зразка, розміщеного на столику центрифуги, за допомогою дозатора наноситься краплина фоторезисту вагою 0,3-0,4 мг. Центрифугування відбувається з кількістю обертів 3500-4000 об/хв протягом 40-60 с. Після завершення центрифугування поверхню з фоторезистом ретельно оглядають, і в разі відсутності пошкоджень фоторезистивного шару зразок просушується в сушильній шафі протягом 1 хв за температури близько 100°C . Зразок із просушеним фоторезистом передають на операцію

експонування на установці ГГ-2258. Перед експонуванням із кристалічним зразком, на поверхню якого нанесено фоторезист, суміщається фотошаблон з малюнком електродів. Креслення електродів розробляє конструктор із використанням спеціальних комп'ютерних програм, після чого за допомогою фотодруку креслення переноситься на фотошаблон. Експонування виконується УФ світлом протягом 40-70 с. Після закінчення експонування зразок виймають з установки, з його поверхні знімають фотошаблон.

Наступною є операція проявлення, яка відбувається в 1% розчині КОН у деіонізованій воді протягом 20-60 с. Після проявлення, промивання в деіонізованій воді, висушування за кімнатної температури зразок поміщують у пічку й витримують за температури 100-110 °С протягом 55 хв. Далі йде операція травлення мідного шару, яка відбувається у суміші: HNO_3 – 10 мл, CH_3COOH – 30мл, H_3PO_4 – 60мл. Температура суміші повинна становити 20-22 °С. Після видалення мідного шару необхідно нейтралізувати зразок у розчині КОН та перейти до травлення шару хрому, не пошкодивши при цьому поверхню кристала. Травлення хрому провадять у розчині: КОН 5...10 г, $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ – 30 г, H_2O – 100 мл. Очищений та відмитий зразок монокристала ніобату літію з витравленою топологією електродів на поверхні можна передавати на операції контролю експлуатаційних параметрів активних елементів.

Важливим моментом виготовлення топологічних рисунків на поверхнях активних елементів акустооптичних пристроїв є вибір граней на які буде наноситись металізоване покриття. Тому перед початком нанесення визначають знак полярності некомпенсованого заряду граней, щоб використовувати для нанесення в першу чергу грані з негативно зарядженою поверхнею. Це дозволить покращити властивості металізованих плівок, а саме, їх адгезію, зносостійкість, стійкість при припаюванні контактів та ін.

5.1.4 Акустoeлектронні лінії затримки

Найпростіший і найпоширеніший метод обробки сигналів – проста їх затримка. Лінії затримки є пасивними лінійними пристроями, функціональним призначенням яких є затримувати електричні сигнали в часі з мінімальним спотворенням їхньої форми. Лінії затримки використовують там, де вимагаються часи затримки від декількох десятих мікросекунд до значень понад 10 мкс [91]. В акустичних лініях затримки сигналів їх затримка досягається за рахунок поширення в пружних середовищах акустичних сигналів, у які перетворюються вхідні електричні сигнали. На виході такої лінії затримки відбувається зворотне перетворення акустичних сигналів в електричні. Відповідно до цього час затримки (t_3) сигналів у такій лінії затримки визначається довжиною шляху, пройденого акустичною хвилею між вхідним випромінюючим і вихідним приймаючим перетворювачами, а також швидкістю поширення акустичної хвилі:

$$t_3 = S/V , \quad (5.3)$$

де t_3 – час затримки, S – довжина шляху, V – швидкість акустичної хвилі.

Порівняно з електричними затримуючими колами (коаксіальними кабелями, хвилеводами, лініями затримки на LC-елементах) при однаковій інформаційній ємкості акустичні пристрої мають значно менші габарити. А оскільки поверхневі акустичні хвилі є найповільнішими пружними хвилями, можна одержувати великі часи затримки при якомога менших розмірах пристроїв. У найпростішому випадку лінія затримки на поверхневих акустичних хвилях з постійним часом затримки сигналів представляє собою звукопровід із п'єзоелектричного матеріалу, на робочій поверхні якого розміщені ідентичні багатоелементні еквідистантні зустрічно-штиркові перетворювачі, що служать для збудження і приймання акустичних поверхневих хвиль. Відстань між перетворювачами визначає величину часу затримки.

У першому випадку один і той же перетворювач послідовно перетворює електричний сигнал в акустичний, який поширюється по звукопроводу, а потім приймає відбитий сигнал, який затриманий у часі, і перетворює його у вихідний електричний сигнал. В АЛЗ з одним перетворювачем на одних і тих самих вхідних клеммах перетворювача існують розділені в часі вхідний і вихідний електричні сигнали. Ці сигнали, в міру величини витрат, що вносяться, розрізняються по амплітуді. При цьому вихідних електричних сигналів може бути декілька, якщо до повного загасання акустичний сигнал декілька разів пройшов по звукопроводу. Така властивість не дозволяє використовувати АЛЗ з одним перетворювачем в радіоелектронних системах із широким динамічним діапазоном зміни вхідних сигналів. В основному такі АЛЗ застосовують у калібраторах різного призначення, включно з калібраторами дальності радіолокаційних станцій і висотомірів [92]. Значно більшу величину динамічного діапазону мають АЛЗ із двома роздільними випромінюючими і приймаючими перетворювачами. Далі розглянемо перетворювачі для збудження і приймання поверхневих акустичних хвиль, які реалізуються за допомогою системи металевих електродів.

У п'єзоелектричній підкладці періодичне пружне збудження, яке відповідає структурі поверхневої акустичної хвилі, легко реалізувати за допомогою нанесеної на її поверхню системи металевих електродів, відповідно орієнтованих щодо кристалографічних осей. Існує дві основні конфігурації електродів для збудження поверхневих акустичних хвиль. У першій із них усі електроди нанесено на верхню поверхню кристала і вони мають однаковий електричний потенціал. Високочастотний генератор приєднують до цих електродів і суцільного електрода, нанесеного на нижню поверхню (Рис. 5.8). Цей перетворювач одержав назву однофазного.

Перетворювач іншої конфігурації складається із двох укладених одна в одну й ізольованих одна від одної гребінок електродів, до яких приєднують високочастотний генератор. Сусідні електроди в цьому випадку мають

протилежні потенціали (Рис. 5.9). Таку конфігурацію називають двофазним або зустрічно-штирковим перетворювачем (ЗШП). Обидва перетворювачі внаслідок прямого п'єзоефекту можна застосовувати для зворотного перетворення акустичного сигналу в електричний, тобто використовувати для приймання поверхневих акустичних хвиль.

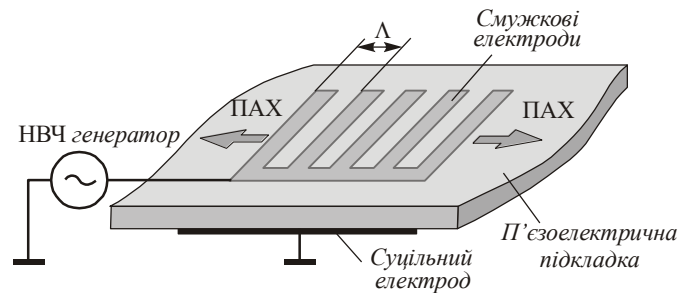


Рис.5.8. Однофазний тонкоплівковий перетворювач.

Для однофазного перетворювача максимальна ефективність зв'язку напруги на електродах з електричним полем поверхневої акустичної хвилі досягатиметься, коли віддаль між електродами дорівнює довжині поверхневої акустичної хвилі, а для зустрічно-штиркового перетворювача, – коли віддаль між електродами дорівнює половині довжини поверхневої акустичної хвилі.

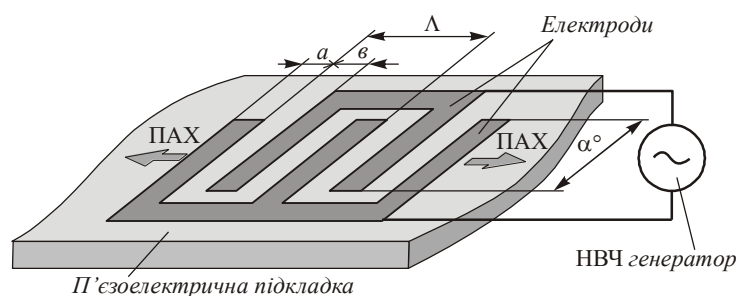


Рис.5.9. Двофазний зустрічно-штирковий перетворювач

Локальне пружне збурення середовища, яке виникає внаслідок зворотного п'єзоефекту в разі прикладання до електродів змінного електричного поля частотою f , ефективно збуджує поверхневу акустичну хвилю на тій же частоті.

Зрозуміло, що за однакового кроку електродів частота акустичного синхронізму для однофазної системи вдвічі вища, ніж для зустрічно-штиркового перетворювача. За малих віддалей між електродами можливе коротке замикання між ними, однак воно не впливає на роботу однофазного перетворювача. Натомість коротке замикання між електродами зустрічно-штиркового перетворювача виводить його з ладу. Крім цього, у разі великої інтенсивності вхідного електричного сигналу в двофазній системі, на відміну від однофазної, існує загроза електричного пробоя між електродами, яка тим вища, чи менша віддаль між ними. Перераховані вище позитивні якості однофазної системи роблять перспективним її застосування на високих частотах. Та все ж в акустoeлектронних приладах, які працюють на частотах гігагерцового діапазону, частіше використовують зустрічно-штиркові перетворювачі. Застосування однофазної системи суттєво обмежене необхідністю використання тильного електрода, внаслідок чого ефективність використання однофазного перетворювача в 20 разів нижча, ніж зустрічно-штиркового перетворювача. Крім того, вимога доступу до зворотної сторони підкладки ускладнює конструкцію акустoeлектронних пристроїв. На сьогодні зустрічно-штиркові перетворювачі є головним типом електромеханічних перетворювачів, які використовують для збудження і приймання поверхневих акустичних хвиль. Вони працюють у пристроях з основними частотами до декількох гігагерців. Їхній частотний діапазон обмежений можливостями відомих літографічних методів, тобто можливістю виготовити структури із субмікронними розмірами.

Розвитком цього методу збудження поверхневих акустичних хвиль є спосіб збудження за допомогою зустрічно-штиркового перетворювача, який нанесено на діелектричну підкладку, прикладену через вузьку повітряну щілину до поверхні п'єзoeлектронного матеріалу. Цей спосіб має меншу ефективність порівняно з розглянутим вище методом збудження поверхневої акустичної хвилі за допомогою зустрічно-штиркового перетворювача, виготовленого

безпосередньо на поверхні п'єзоелектричного звукопроводу, оскільки електричні поля перетворювача, нанесеного на діелектричну підкладку, спадають зі збільшенням віддалі від його поверхні. Однак він дає можливість використовувати один і той же зустрічно-штирковий перетворювач для збудження поверхневої акустичної хвилі в різних точках п'єзоелектричного звукопроводу або в різних зразках. Такий спосіб знаходить застосування у процесі макетування акустоелектронних пристроїв, а також у фізичних дослідженнях.

Широке використання зустрічно-штиркових перетворювачів для реалізації акустоелектронних пристроїв вимагає застосування п'єзоелектричних кристалів з великими значеннями $K_{ПАХ}^2$ ($K_{ПАХ}$ – ефективний коефіцієнт електромеханічного зв'язку для поверхневої хвилі), на базі яких можна створювати ефективні перетворювачі.

Поряд із цим, на практиці часто необхідно збуджувати акустичні хвилі й у неп'єзоелектричних матеріалах. Відсутність залежності методу збудження від п'єзоелектричних властивостей підкладки дає широкі можливості у виборі матеріалу звукопроводу та дозволяє керуватися в такому випадку лише питаннями його вартості і технологічності, а також вимогами до матеріалу звукопроводу, специфічними для пристрою на поверхневих акустичних хвилях. Для збудження поверхневої акустичної хвилі за допомогою зустрічно-штиркового перетворювача в неп'єзоелектричних звукопроводах на поверхню останніх додатково напиляють п'єзоелектричну плівку, на яку наносять систему електродів зустрічно-штиркового перетворювача. В деяких випадках для підвищення ефективності роботи перетворювача поверхню плівки в області зустрічно-штиркового перетворювача металізують. Усього можливі чотири основні конфігурації плівкового зустрічно-штиркового перетворювача на неп'єзоелектричних звукопроводах (Рис. 5.10). Зауважмо, що такий спосіб збудження поверхневих акустичних хвиль у неп'єзоелектричних матеріалах застосовують лише для звукопроводів, які сумісні з технологією одержання

високоякісних п'єзоелектричних плівок. Тому, незважаючи на очевидні переваги цього методу збудження поверхневих акустичних хвиль, його на практиці використовують відносно рідко.

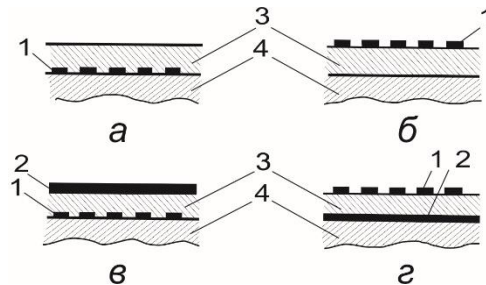


Рис.5.10. Збудження поверхневих акустичних хвиль на п'єзоелектричній підкладці: 1 – система електродів; 2 – металевий шар; 3 – п'єзоелектрична плівка; 4 – діелектричний звукопровід.

Найпростішим типом зустрічно-штиркових перетворювачів є однорідний. Це перетворювач з однаковими за шириною електродами і віддаллю між ними (еквідистантний перетворювач), а також з однаковою довжиною електродів. Незважаючи на просту схему такого перетворювача, строгий аналіз його характеристик доволі складний. Це пов'язано, по-перше, зі складністю задачі знаходження електричних полів у довільній системі поверхневих електродів, а, по - друге, з труднощами строгого врахування електроакустичних взаємодій в електричній системі перетворювача.

Важливим фактором підвищення довговічності роботи лінії затримки з монокристала LiNbO_3 на поверхневих акустичних хвилях є вибір робочої поверхні, на яку методом напилювання у вакуумі наносяться зустрічно-штиркові перетворювачі. Робоча поверхня лінії затримки з кристала ніобату літію, як правило, формується у площині XY, що передбачає утворення на її поверхні поверхневого електростатичного заряду в процесі осадження металевої плівки. Тому спочатку слід переконатися, що поверхня, на яку наноситимуться зустрічно-штиркові перетворювачі, має негативно

заряджений потенціал. У цьому випадку якість металізованого покриття буде набагато кращою і, відповідно, зросте стабільність та довговічність роботи лінії затримки.

5.1.5. Піроелектричні приймачі випромінювання.

Робота піроелектричних детекторів ґрунтується на виникненні електричних сигналів, зумовлених зміною температури чутливого елемента. Чутливість цих датчиків практично не залежить від довжини хвилі випромінювання і вони можуть працювати в широкому спектральному діапазоні – від сантиметрових хвиль до рентгенівських і навіть γ -променів [93]. На відміну від напівпровідникових приймачів, піроелектричні детектори мають низький рівень шумів і порівняно високу чутливість при кімнатній температурі. При роботі в далекому інфрачервоному діапазоні вони не потребують спеціального охолодження. Піроелектричні детектори характеризуються високою стійкістю до механічних, кліматичних і радіаційних впливів, проявляють високу стійкість до лазерного випромінювання. Вони нечутливі до постійного теплового випромінювання, а реагують лише на змінну складову випромінювання. Частота модуляції випромінювання може змінюватись від декількох Гц до величини приблизно в 10 МГц. Такі детектори можуть вимірювати параметри потужних лазерних імпульсів тривалістю 10^{-5} ÷ 10^{-11} с і потужністю від 10^{-9} до 10^9 Вт. Особливо широке застосування піроелектричні детектори мають в інфрачервоному діапазоні - 3÷5 мкм і 8÷14 мкм, де знаходяться вікна прозорості атмосфери.

Завдяки своїм технічним характеристикам піроелектричні приймачі знаходять широке застосування для вимірювання енергетичних параметрів лазерного випромінювання. На базі піроелектричного чутливого елемента створено ряд компактних приладів для вимірювання потужності та енергії лазерного випромінювання. В таблиці 5.1. наведені основні характеристики піроелектричних приймачів лазерного випромінювання.

Таблиця 5.1.

Параметр	Значення
Поглинач енергії	Покриття Cr-SiO
Спектральний діапазон, мкм	0,2 ÷ 12
Динамічний діапазон, Вт	0,001 ÷ 100
Частота модуляції чи слідування імпульсів, Гц	0,2 ÷ 20 000
Тривалість імпульсів, мс	$5 \cdot 10^{-9} \div 50$
Похибка вимірювання, %	$\pm (5 \div 15)$

Для оцінювання ефективності роботи приймачів випромінювання використовують низку характеристик, найважливішими з яких є: чутливість, імпульсна функція, перехідна характеристика, інерційність, швидкодія, спектральна чутливість, зонна характеристика, динамічний діапазон, поріг чутливості та ін. [94].

Піроелектричні детектори поділяються на одноелементні та багатоелементні. Типову конструкцію одноелементного детектора представлено на Рис 5.11.

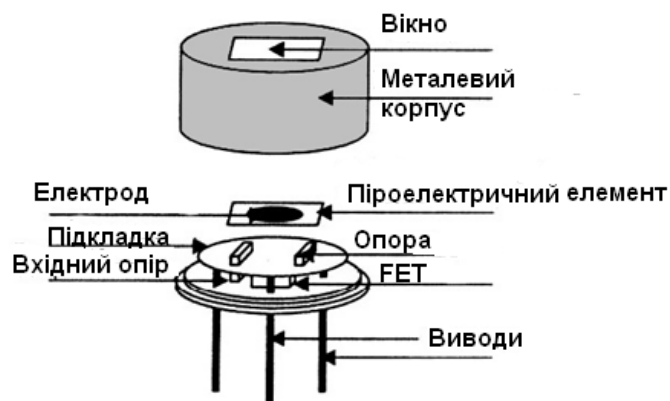


Рис.5.11. Конструкція одноелементного піроприймача.

Його основними елементами є чутливий піроелектричний елемент, вхідне вікно і реєструюча електроніка.

Чутливий елемент піроелектричного приймача представляє собою тонку пластину піроелектрика, на одну з поверхонь якої наноситься напівпоглинаюче покриття, а на другу – металевий контакт. Можливі два

варіанти орієнтації спонтанної поляризації P_s відносно падаючого випромінювання. В першому з них вектор P_s паралельний до потоку випромінювання, а в другому варіанті він перпендикулярний потоку випромінювання. В першому випадку це приймач поздовжнього типу, а в другому – поперечного [96]. В піроелектричних приймачах поздовжнього типу падаюче випромінювання поглинається в першому електроді, а в приймачах поперечного типу безпосередньо в матеріалі піроелектрика. Ці дві конфігурації піроприймачів зображені на рис.5.12.

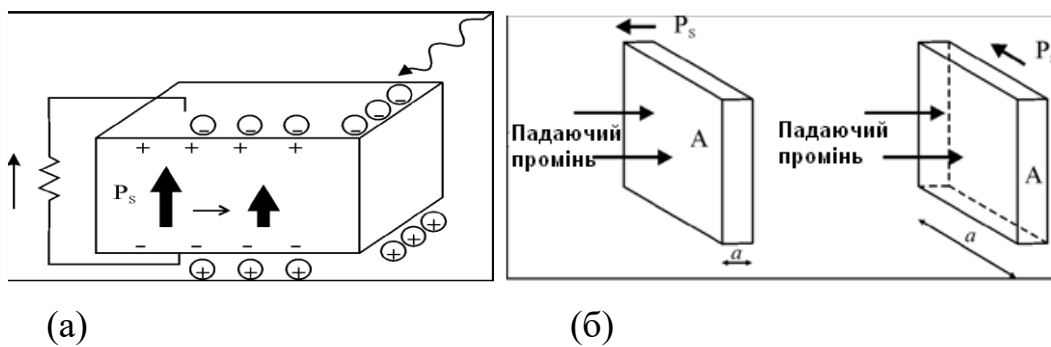


Рис 5.12. Принцип роботи піроприймача (а), два варіанти орієнтації полярної осі кристала відносно падаючого випромінювання (б).

При роботі на низьких частотах модуляції з метою зменшення тепловідводу чутливий елемент піроелектрика монтується на тонких підвісках або тонких діелектричних плівках. При роботі на високих частотах модуляції або при імпульсному випромінюванні чутливий елемент кріпиться на вібростійких підкладках, які добре проводять тепло. Для максимальної ефективності перетворення вхідного випромінювання в електричний сигнал треба, щоб матеріал піроелектрика мав не тільки велике значення пірокоефіцієнта, але й малу теплоємність і низьку діелектричну проникність.

З практичного погляду важливим є визначення форми індукованого імпульсного електричного сигналу (струму або напруги). Якщо вхідне випромінювання має форму ступінчастої функції (Рис. 5.13), то для індукованого струму і можна записати вираз:

$$i = i_0 \cdot e^{-t/\tau_T} \quad (5.4),$$

де i_o – пікове значення струму; τ_T – час теплової релаксації.

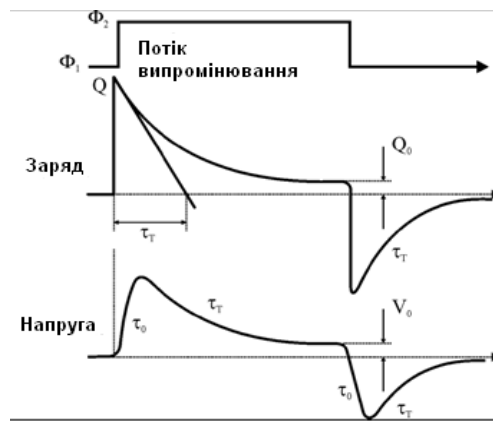


Рис.5.13. Динаміка електричного сигналу піроприймача під дією випромінювання.

Під дією випромінювання температура матеріалу піроелектрика збільшується. Це зумовлює появу електричного заряду, що зменшується з постійною часу τ_T . Для низькочастотних застосувань піродатчика параметр τ_T повинен мати якомога більше значення (для підвищення чутливості приймача). Для високочастотних застосувань (діагностика імпульсного лазерного випромінювання) параметр τ_T , навпаки, повинен мати мінімальне значення, для чого чутливий елемент розміщують на металічну основу.

Вхідне вікно піродатчика обмежує вхідне випромінювання до потрібної смуги пропускання. Воно також захищає чутливий елемент і внутрішню електроніку від агресивної дії атмосфери та механічних пошкоджень. Матеріалом для вхідного вікна в основному служать кристали германію, кремнію, оксиду алюмінію, на які наносять інтерференційні покриття. Індукований у результаті піроелектричного ефекту електричний сигнал вимірюється на основі різних електричних схем. У більшості випадків вони представляють собою узгоджуючі каскади на польових транзисторах або мікросхемах із польовим входом. Вхідні електричні каскади мають мати великий вхідний опір, низький рівень шумів і малу вхідну ємність [103,104].

Для вимірювання малих піроелектричних сигналів використовуються підсилювачі з низьким рівнем шумів і високим імпедансом. На рис.5.14

представлені типові схеми узгодження піроприймача із вимірювальним трактом.

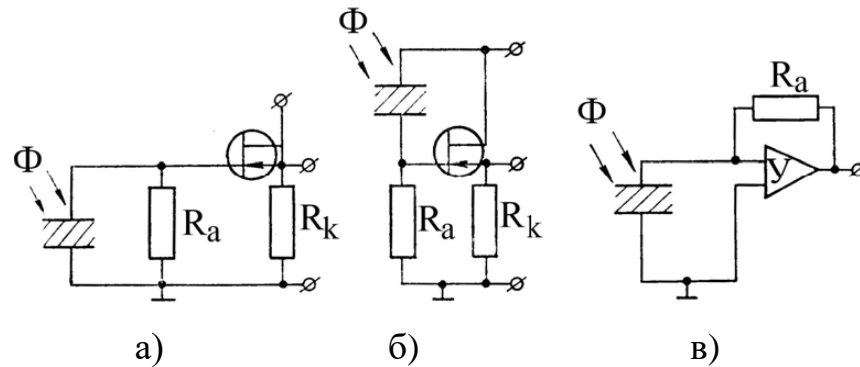


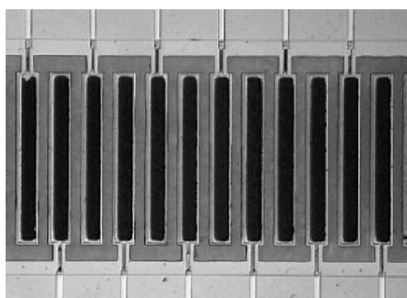
Рис 5.14. Варіанти схем включення пірочутливого елемента.

Найчастіше використовується схема стокового повторювача (Рис.5.15. а). Дана схема забезпечує високе співвідношення сигнал/шум і низький вихідний імпеданс, однак не забезпечує високої вихідної чутливості, що змінюється з частотою. При використанні в якості чутливого елемента сегнетом'яких кристалів перевага надається електричній схемі із підполяризуючим полем (Рис 5.15. б). Широкого застосування отримала схема із використанням операційного підсилювача (Рис. 5.15. в). Її особливістю є отримання рівномірної амплітудно-частотної характеристики (АЧХ) в інтервалі одного або двох порядків по частоті. Дві попередні схеми мають АЧХ, що спадає як $1/f$ (f – частота). В операційних підсилювачах струму використовуються польові транзистори або планарні польові транзистори і МОП-транзистори з відповідним опором навантаження, порядку гігаом.

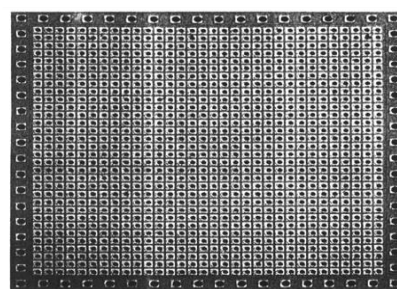
Окрім одноелементних піроприймачів існують і складні піроелектричні детектори, що складаються із багатьох одноелементних приймачів, розміщених в лінійний ряд або двохмірну прямокутну матрицю. Така реалізація детектора дозволяє отримувати інформацію про просторовий розподіл падаючого випромінювання. Двомірні матричні приймачі, розміщені у фокусній площині оптичної системи, відіграють роль фотопластинки у

пристроях візуалізації. Кожен окремий елемент приймача становить собою так званий піксель-мінімальний елемент зображення. Розмір матричного приймача визначається кількістю окремих елементів у горизонтальних і вертикальних рядах. Камери тепловачення містять матриці форматом 160×120 , 320×240 , 640×480 та 2048×2048 . Для підвищення роздільної здатності приймачів штучно створюють повітряні проміжки між елементами та заповнюють їх матеріалами з низькою теплопровідністю. Сучасні технології дозволяють отримувати елементи шириною ~ 30 мкм і з проміжком між ними приблизно 5 мкм. Як правило, окремі піроелектричні елементи та електричні компоненти інтегруються на спільній кремнієвій підкладці. Для матриць із малою кількістю елементів використовують об'ємний метод мікрообробки матеріалів, а для матриць із великою кількістю елементів – поверхневий. Як матеріали для піроелектричних приймачів використовують кераміку, танталат літію, ніобати і титанати барію чи стронцію, полімери вініленфториду. На Рис. 5.15 показано лінійну та двовимірну матриці піроприймача.

На рис.5.15. показана лінійна та двовимірна матриці піроприймача.



а



б

Рис 5.15. Вигляд лінійної (а) та двовимірної (б) матриці піроприймача.

Роботи з виготовлення й удосконалення піроприймачів ведуть провідні фірми світу, і вони є актуальними з точки зору виготовлення сучасних пристроїв для вимірювання енергії випромінювання в широкому спектральному діапазоні.

5.1.6. Виготовлення піроелектричних сенсорів .

Протираємо активний елемент з монокристалу ніобату літію з нанесеним шаром нікелю з однієї сторони та напівпоглинаючим покриттям Cr-SiO_2 іншої, і комутаційну плату бяззю, змоченою в етиловому спирті. З допомогою шприца наповненого клеєм наносимо його на поверхню комутаційної плати посередині отвору на площадку 5×10 мм. З допомогою вакуумної присоски переносимо активний елемент провідним покриттям Ni донизу та встановлюємо на площадку з нанесеним клеєм. Вирівнюємо активний елемент на клеєвій основі симетрично до доріжок та країв комутаційної плати легко притискаємо його так, щоб залишки клею вийшли за межі піроелектричного сенсора, та залишаємо до повного висихання клею протягом 10-12 годин.

Розміщуємо комутаційну плату з приклеєним активним елементом в оснастку з прорізом для напилювання. Закріплюємо оснастку з комутаційною платою з приклеєним активним елементом в підкладкотримач, який встановлюємо у вакуумну камеру установки вакуумного напилення «ТОРР». Проводим операцію вакуумного напилювання напівпоглинаючого

Відкривши герметичну тару у витяжній шафі, з допомогою пінцету виймаємо елементи піроелектричних датчиків з напиленим покриттям та поміщаємо їх в касету. Перевертаємо елементи піроелектричних сенсорів на зворотню сторону, закріплюємо в оснастку та проводимо операцію вакуумного напилювання міді. Після завершення операції напилювання, виймаємо піроелектричні модулі, та з допомогою тестера перевіряємо піроелектричні сенсори на відсутність закорочень а також з допомогою RLC метра вимірюємо величину власної ємності кожної секції піроелектричного модуля, яка повинна бути не нижчою ніж 600 пФ для односекційного модуля та 60 пФ для восьмисекційного. передаємо модулі піроелектричних сенсорів (рис.5.16.) на стенд з вимірювання технічних параметрів.

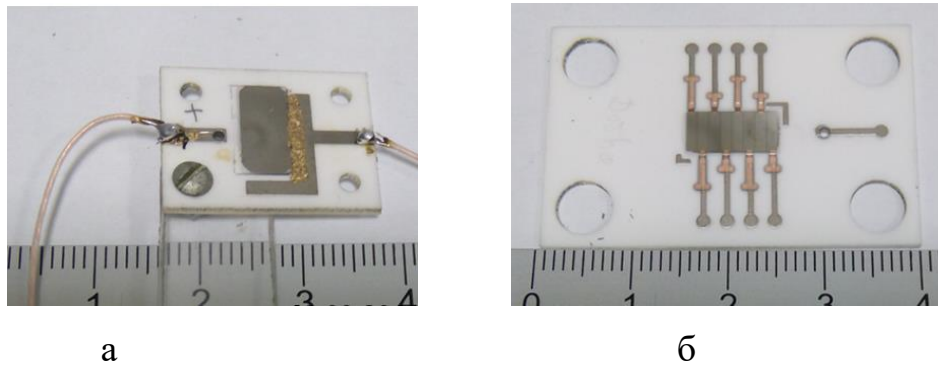


Рис. 5.16. Змонтовані елементи піроелектричних сенсорів на керамічних платах з нанесеними контактами, а - односекційний модуль, б – восьмисекційний модуль.

Важливим моментом виготовлення піроелектричних сенсорів на основі монокристалів ніобату чи танталату літію є черговість нанесення напівпоглинаючого покриття Cr-SiO з однієї сторони та металевого контакту з протилежної. Для якісного металевого контакту, це покриття слід наносити на негативно заряджену сторону піроелектричного сенсора, а напівпоглинаюче покриття на позитивно заряджену поверхню.

5.1.7. Вимірювання технічних параметрів піроелектричних сенсорів .

Суть методу полягає в реєстрації піроелектричного сигналу, що виникає в результаті зміни температури активного елемента піроприймача під дією імпульсного лазерного випромінювання.

В напрямку орієнтації спонтанної поляризації на протилежних гранях кристалу активного елемента з'являються заряди протилежних знаків. Цей ефект зумовлений зміщенням різнойменних іонів із симетричних позицій і напрям спонтанної поляризації співпадає з напрямком цих зміщень. В таких кристалах як ніобат та танталат літію спонтанна поляризація виникає завдяки зміщенню катіонів літію, ніобію та танталу з центрів симетрії кисневих октаедрів. Якщо ці кристали тривалий час знаходяться в рівноважному стані (температура навколишнього середовища незмінна), то в цілому вони електрично – нейтральні. Поверхневі електричні заряди компенсуються

відповідними іонами (катионами чи аніонами), що знаходяться в повітрі, а внутрішнє електричне поле компенсується за рахунок слабкої провідності. Тому, при швидкій зміні температури кристала він проявляє свої піроелектричні властивості (на протилежних гранях кристала вздовж полярної осі з'являються протилежні за знаком електричні заряди). Якщо кристал підключений до електричного опору, то в результаті руху зарядів з'являється піроелектричний струм, при відсутності електричного навантаження на кристал з'являється піроелектрична напруга.

Для вимірювання параметрів вихідних імпульсів піроелектричних сенсорів був змонтований стенд, блок-схема якого представлена на рис.5.17.

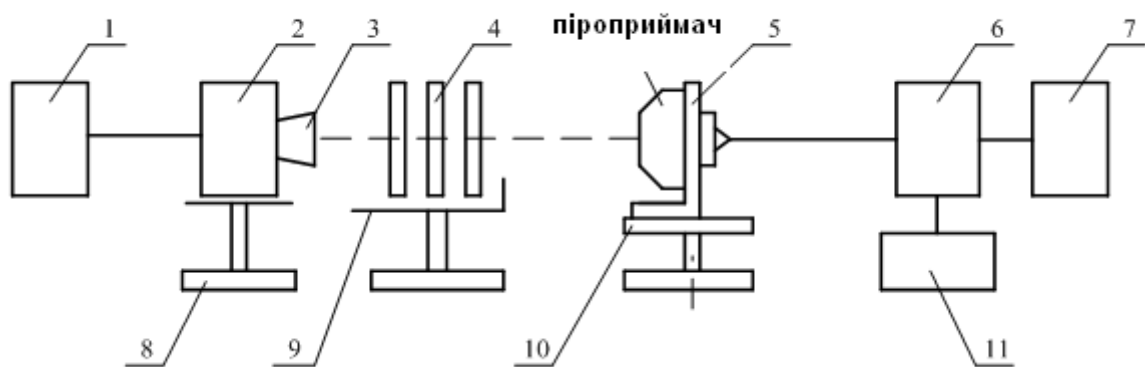


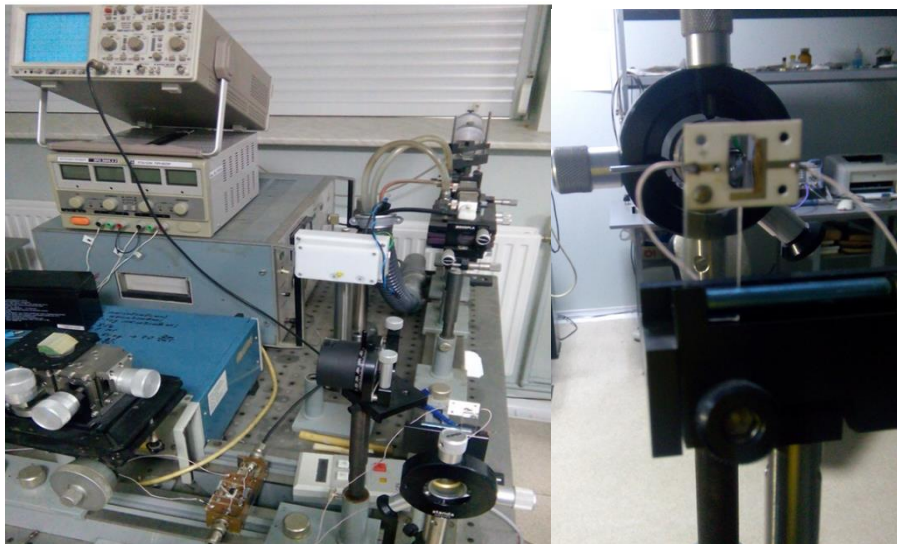
Рис.5.17. Блок-схема стенду для вимірювання параметрів вихідних імпульсів піроелектричних сенсорів

- 1– Блок живлення лазера .
- 2 – Лазерний випромінювач з довжиною хвилі $\lambda=1,055$ мкм.
- 3 – Коліматор.
- 4 – Набір світлофільтрів
- 5 – Кронштейн для кріплення піроелектричного модуля.
- 6 – Підсилювач.
- 7 – Осцилограф.
- 8 – Підставка під випромінювач
- 9 – Касета для установки світлофільтрів.

10 – Юстувальний столик.

11 – Блок живлення підсилювача.

Стенд складався з твердотільного лазера з довжиною хвилі випромінювання 1,055 мкм (генераційне середовище – скло леговане неодимом) Для створення паралельного пучка був використаний коліматор 3, а для послаблення сигналу – набір світофільтрів 4. Піроелектричний сенсор на керамічній комутаційній платі закріплювався на поворотному юстувальному столику 10. Переміщуючи піроелектричний модуль з допомогою мікрометричних юстувальних гвинтів добивалися попадання лазерного променя в центр активного елемента піроелектричного сенсора. Лазерний імпульс поглинався активним елементом піроприймача і спричиняв появу змінного піроелектричного сигналу, який через підсилювач подавався на вхід осцилографа для візуалізації отриманого сигналу. Загальний вигляд стенду та піроелектричний модуль на юстувальному столику представлені на рис 5.18.



а)

б)

Рис.5.18. Стенд для вимірювання основних технічних параметрів піроелектричних сенсорів (а) та піроелектричний модуль (б).

Вимірювання проводилось як у режимі вільної генерації з тривалістю імпульсу $10^{-3} - 10^{-4}$ сек, так і в режимі модульованої добротності (тривалість імпульсу 10^{-7} сек). Енергія лазерного випромінювання в імпульсі в режимі вільної генерації складала приблизно 0,05 Дж. На рис. 5.19. представлена часова залежність зміни напруги зумовлена піроефектом при тривалості лазерного імпульсу 100 мкс та густині енергії $10^{-5}, 10^{-6}$ Дж/см².

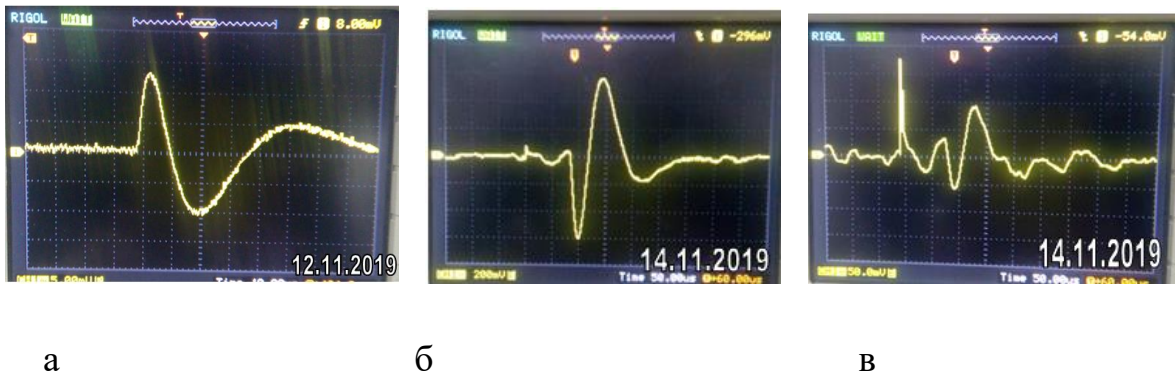


Рис 5.19. Часові розгортки змінного піроелектричного сигналу при тривалості імпульсу 100 мкс, густині енергії 10^{-5} Дж/см²(а), 10^{-6} Дж/см² (б), та 10^{-7} Дж/см² зображені на екрані осцилографа.

Суть методу полягає в вимірюванні величини піроелектричного сигналу, що виникає в результаті опромінення активного елемента піроприймача імпульсом лазера при різних значеннях густини енергії. Піроелектричний ефект полягає в зміні під дією температури спонтанної електричної поляризації кристалу, що зумовлена несиметричним розміщенням зарядів в елементарній комірці кристалічного середовища. В результаті поглинання енергії лазерного випромінювання активним елементом піроприймача на його поверхнях виникає зміна поверхневої густини заряду яка зумовлює появу змінного електричного струму та напруги.

Для вимірювання величини сигналу піроелектричного сенсора при різних значеннях енергії лазерного випромінювання необхідно попередньо визначити дискретні значення величин густини енергії лазерного променя при яких

відбуватимуться вимірювання. Для цього спочатку був змонтований стенд для калібрування величини енергії лазерного променя а потім стенд для безпосередніх вимірювань.

Блок-схеми стендів калібрування величини енергії випромінювання та вимірювання значення електричного сигналу піроелектричного сенсора подана на рис. 5.20 та 5.21..

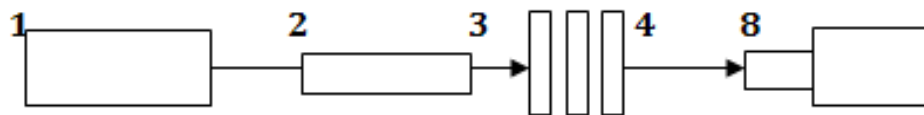


Рис.5.20. Блок – схема стенду калібрування величини енергії лазерного випромінювання.

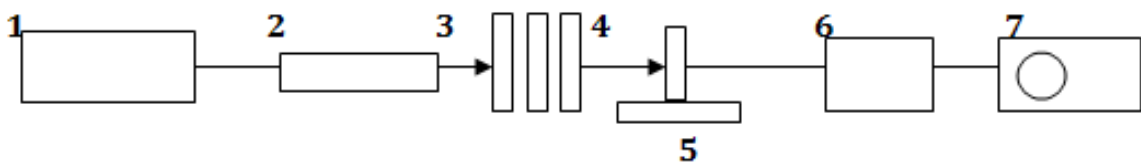


Рис 5.21. Блок-схема стенду вимірювання електричного сигналу піроелектричного сенсора при різних значеннях енергії лазерного випромінювання.

Стенд Рис.5.13. складається з блоку живлення лазера (1), лазерного випромінювача (2), що працює на довжині хвилі випромінювання 1,055 мкм , набору послаблювачів лазерного випромінювання(3), та вимірювача енергії лазерного випромінювання ИМО-2 (8). Для безпосереднього вимірювання електричного сигналу піроелектричного сенсора стенд (Рис.5.14) доповнюється з допомогою встановлення піроелектричного модуля (5) на шляху проходження лазерного променя, підсилювача електричного сигналу (6) та осцилографа замість вимірювача ИМО-2.

Оскільки дана методика передбачає вимірювання електричного сигналу піроелектричного сенсора при різних значеннях енергії лазерного

випромінювання, то необхідно попередньо виставити величину цієї енергії користуючись набором послаблювачів та вимірювачем енергії ИМО-2.

Вимірювання проводились наступним чином. Монтуюємо стенд калібрування величини енергії лазерного випромінювання, для чого запускаємо генерацію твердотільного лазера та з допомогою візуалізатора добиваємося попадання лазерного променя в центр вимірювача енергії ИМО-4. Вмикаємо вимірювач та з допомогою послаблювачів виставляємо необхідну величину енергії лазерного променя. Фіксуємо величину енергії лазерного променя з допомогою вимірювача енергії. Складаємо вимірювальний стенд згідно з блок-схемою, представленою на рис. 5.20. Встановлюємо на юстувальний столик піроелектричний сенсор та з допомогою мікрометричних юстувальних гвинтів та візуалізатора добиваємось попадання лазерного променя в центр активного елемента сенсора. Подаємо одиночний лазерний імпульс на поверхню піроелектричного сенсора. На моніторі осцилографа відстежуємо значення електричного сигналу в режимі часової розгортки напруги. Результат вимірювання заносимо в пам'ять осцилографа. Враховуючи коефіцієнт підсилення підсилювача розраховуємо величину індукованої лазерним випромінюванням напруги в піроелектричному сенсорі. Проводимо аналогічні вимірювання електричного сигналу піроелектричного сенсора для різних значень енергії лазерного імпульсу.

У результаті проведених вимірювань встановлено, що величина піроелектричного сигналу після підсилення при потраплянні на піроприймач лазерного імпульсу з тривалістю 100 нс та густині енергії 10^{-5} Дж/см², становить 5 – 8 мВ. Основні технічні параметри виготовлених піроелектричних сенсорів приведені в таблиці нижче:

Табл.5.2.

Параметри піроелектричних сенсорів	Односекційний піроприймач	Восьмисекційний піроприймач
Розмір активного середовища одного елемента піроприймача, мм.	10×5×0,025	1×5×0,025
Розмір керамічної плати, мм	21×16×1	40×26×1
Коефіцієнт оптичного відбивання напівпоглинаючого покриття %	52	54
Питомий опір напівпоглинаючого покриття, Ом/□	187	189
Питомий опір провідного покриття, Ом/□	4	4
Власна ємність однієї секції, пФ	670	69
Імпульсна чутливість піроелектричного сенсора по енергії, Дж/см ²	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷
Тривалість імпульсу піроелектричного сигналу, мкс	100	100
Довжина хвилі лазерного променя	1,055 мкм	1,055 мкм

Отримані результати свідчать про перспективність застосувань піроелектричних сенсорів в системах виявлення теплового сигналу та оптичного випромінювання, а також у вимірювачах потужності лазерного випромінювання [100-102].

5.2. Використання тонких діелектричних плівок в якості просвітлюючого покриття в активних елементах акустооптичних модуляторів та електрооптичних затворів.

В електронному приладобудуванні використання оптичних тонкоплівкових покриттів є одним із важливих елементів процесу виготовлення акусто- та електрооптичних пристроїв і лазерної техніки. Проектування, поруч із розробленням нових сучасних технологій нанесення оптичних покриттів, вирішує задачу створення різного типу дзеркал оптичних резонаторів лазерів, просвітлюючих пасивуючих і світлоподільних покриттів,

тонко-плівкових поляризаторів, інтерференційних фільтрів і т.д. з певними конструктивними параметрами, що забезпечують необхідні спектральні характеристики. Широке використання таких покриттів у лазерній техніці необхідне для вирішення цілого ряду технічних завдань пов'язаних зі створенням нових та модернізацією існуючих оптичних пристроїв.

Сучасний етап розробки й виробництва потужних напівпровідникових та газових лазерів характеризується перенесенням акценту робіт на створення високоякісних активних елементів оптичних вузлів, основними елементами, котрих є дзеркала резонаторів. Параметри довговічності приладів, рівень питомої й лінійної потужності, параметри просторової й часової стабільності вихідного випромінювання визначаються основними експлуатаційними характеристиками використовуваних у них оптичних елементів.

Розвиток оптики багатошарових тонкоплівкових покриттів тісно пов'язаний з прогресом в оптоелектроніці і квантовій електроніці, оптичному приладобудуванні, спектроскопії і голографії. Інтерференційні покриття застосовують для отримання високих коефіцієнтів відбивання (дзеркальні покриття), для збільшення пропускання і контрастності (просвітлюючі покриття), для спектрального і енергетичного розділення і складання оптичних сигналів і їх хроматичної корекції (вузько- і широкосмугові відрізні фільтри), для зміни поляризації випромінювання (інтерференційні поляризатори).

Останніми роками досягнуті значні успіхи в розробці методів отримання багатошарових інтерференційних покриттів за тонкоплівковою технологією. Разом з традиційними методами термічного резистивного випаровування у вакуумі, широкого поширення набув метод електронно-променевого випаровування, що дозволяє отримувати плівки і покриття на основі тугоплавких оксидів металів і напівпровідників (Цей метод одержання тонкоплівкових шарів був застосований і в даній роботі).

Формування інтерференційного покриття можна умовно розділити на два етапи. На першому етапі визначається конструкція покриття (число і черговість шарів, їх товщина і оптичні сталі), що забезпечує необхідну оптичну характеристику покриття. Другий етап полягає в технологічній реалізації – виготовленні покриття. Умовність вказаного розділення пов'язана з тим, що вже на етапі конструювання покриття необхідно враховувати технічні можливості його виготовлення: наявність і властивості матеріалів, особливості технологічної і контрольної-вимірювальної апаратури і ін., – і, як правило, потрібне технологічне опрацювання, в ході якого нерідко виявляється необхідним проведення додаткових розрахунків з метою коректування первинної конструкції.

При конструюванні покриттів вирішуються два завдання. Перше полягає в знаходженні фазових і енергетичних характеристик багатошарової системи при заданих параметрах її конструкції – таких, як число шарів, їх оптичні сталі і товщина, діапазон довжин хвиль і кутів падіння випромінювання. Це завдання називається завданням аналізу, і його можна вирішити без особливих труднощів, виходячи з принципів електродинаміки, при деяких обмеженнях для конструкції покриття. Визначення спектрів відбивання і пропускання багатошарової системи зводиться до рішення граничної задачі, тобто до визначення векторів напруженості електричного і магнітного полів на всіх границях шарів. В цьому випадку математична модель покриття досить повно враховує інтерференційні і поляризаційні ефекти в багатошарових системах всіх типів.

На практиці набагато більший інтерес представляє рішення другої, зворотної задачі, яка називається завданням синтезу покриття. Вона полягає у визначенні конструктивних параметрів покриття, що забезпечують досягнення необхідної (заданої) оптичної характеристики покриття. Рішення задачі синтезу зв'язане з типовими для зворотних завдань труднощами, пов'язаними з необхідністю розв'язання систем нелінійних рівнянь, аналітичний розв'язок

яких вдається отримати тільки при спеціальних обмеженнях, що накладаються на багат шарову структуру. Найбільш прийнятним підходом синтезу покриття є використання наближених методів, заснованих на оптимізації характеристик покриття при введенні деякого чисельно вираженого критерію якості. Таким чином, завдання синтезу формулюється у вигляді завдання мінімізації деякої нелінійної функції, визначеної безліччю допустимих параметрів багат шарової системи. Зважаючи на зазвичай високу складність і велике число параметрів нелінійної функції, синтез складних покриттів (більше 6 шарів) вельми утруднений. Параметри шарів, що отримуються в результаті синтезу, дуже часто виявляються практично недосяжними.

При конструюванні складних покриттів вказані труднощі вдається подолати комбінацією підходів аналізу і синтезу.

Основні відомі методи нанесення інтерференційних покриттів на поверхні оптичних елементів розпилюванням у вакуумі оксидних матеріалів поділяються на термічні, магнетронні іонно-плазмові, іонно- та електронно-променеві [105,106,107]. У випадку використання перших двох методів складно здійснити відтворюваний процес багат шарового напилювання матеріалів з різними показниками заломлення в межах одного технологічного процесу.

Іонно-плазмовий метод розпилювання полягає у бомбардуванні іонами аргону або іншого інертного газу мішені плівкоутворюючого матеріалу (ПУМ), яка виготовлюється спеціально у вигляді пресованого диску. Робочий газ іонізується за рахунок прикладеного електричного поля між катодом і анодом (як правило високочастотного). Електричне поле у робочому газі, який знаходиться під тиском порядку 10^{-3} торр, призводить до виникнення тліючого розряду – плазми. Для формування плазмової хмари необхідної форми та спрямування її на мішень використовується магнітне поле. Недоліком такого методу є низька швидкість розпилення матеріалу мішені (до $10 \text{ \AA}/\text{с}$) та необхідність виготовлення ПУМ у вигляді пресованих дисків строго

заданих розмірів. Крім того для почергового напилювання матеріалів з високим та низьким показником заломлення виникає необхідність встановлення у вакуумній камері установки напилювання як мінімум двох джерел іонно-плазмового розпилювання.

На основі аналізу літературних даних, власного досвіду та можливостей для виконання даної роботи у частині одержання інтерференційних багатошарових просвітлюючих покриттів було обрано електронно-променевий метод розпилювання у вакуумі як найбільш технологічний, розповсюджений та придатний для послідовного нанесення шарів оксидних матеріалів [108].

У рамках створення на науково-виробничому підприємстві «Електрон - Карат» науково-технологічного комплексу з одержання та дослідження оксидних монокристалічних матеріалів і пристроїв на їх основі було організовано дільницю вакуумного напилювання укомплектовану двома установками фірми «Торр Інтернешнл» (США) [23-25] – однією для напилювання електронно-променевим методом та комбінованою для напилювання термічним або магнетронним методом. На рис. 5.22. подано фотографію загального вигляду установки електронно-променевого напилювання та внутрішній вигляд робочої камери установки.



а



б

Рис. 5.22. Вигляд установки фірми «Торр Інтернешнл» (США) (а) та робочої камери (б) для напилювання діелектричних покриттів електронно-променевим методом

У застосовуваному обладнанні оксидні ПУМ з високим та низьким показником заломлення у вигляді таблеток чи крупнодисперсного порошку розміщуються у тиглях карусельного механізму, який дозволяє переміщувати їх для проведення процесу напилення локально нагріваючи дією електронного пучка. Всього тиглів є чотири. Це дає можливість здійснювати почергове розпилювання матеріалів з різними показниками заломлення (HfO_2 та SiO_2) в одному технологічному процесі. Розігрівання ПУМ до температури випаровування відбувається за рахунок бомбардування його сфокусованим електронним пучком, який розганяється прискорювальною напругою (~ 10 кВ) і формується та спрямовується магнітним полем. Розпилюваний матеріал може знаходитись у вигляді гранул, порошку, пресованих таблеток, шматків кристалів тощо. Швидкість напилювання може змінюватись в межах 10...50 Å/с. Контроль товщини плівки, яка наноситься, відбувається двома способами – ваговим, за зміною резонансної частоти кварцового датчика SQC-330, та оптичним, за зміною коефіцієнта відбивання напилюваного шару, який реєструється за допомогою оптичного детектора DinOptics, оснащеного оптичним фільтром, налаштованим на довжину хвилі близьку до значення 1 мкм.

Серйозною проблемою, яка виникає у випадку використання електронно-променевого методу розпилювання у вакуумі, є невідповідність між хімічним складом ПУМ у тиглі та складом плівки, що конденсується на підкладці. Відхилення складу плівки оксидного матеріалу від стехіометричного (з якого відбувається розпилювання) виникає за рахунок втрати частини кисню в процесі розжарювання ПУМ, що знаходиться у тиглі. Така нестехіометрія плівок на поверхні просвітлюваного оптичного елемента призводить до неконтрольованих змін їхніх показників заломлення і робить отримання покриттів із заданим коефіцієнтом відбивання мало прогнозованим. Тому необхідним є пошук рішень для забезпечення максимально досяжної збіжності хімічних складів ПУМ у тиглі (для яких

провадиться розрахунок конструкції просвітлюючого покриття) та плівок, напилених на поверхні оптичного елемента, що, відповідно, дозволяє наблизитись до показників заломлення, притаманних ПУМ стехіометричних складів.

Одним із засобів, який застосовується для зменшення відхилення складу послідовно напилюваних оксидних плівок від стехіометрії під час електронно-променевого розпилювання є розігрів підкладки (оптичного елемента) до температур порядку 150...250 °С під час процесу без контролю складу залишкових газів у робочій камері, тиск яких становить $2 \cdot 10^{-4}$ торр .

Ще одним технічним рішенням, що дозволяє наблизити склад напилених плівок до складу ПУМ у тиглі, є спосіб, за яким після послідовного нанесення на підкладку методом електронно-променевого напилювання у вакуумі спочатку плівки оксиду з великим показником заломлення, потім плівки з меншим показником заломлення виконують відпал оптичного елемента з нанесеними покриттями у повітрі протягом 2 годин за $T = 600$ °С.

Однак, оскільки відпал отриманої структури виконується після завершення процесів напилювання, результат (величина коефіцієнта відбивання) може не досягати мінімально можливого значення для обраної конструкції просвітлюючого покриття, тому що режими відпалу визначаються емпірично, а переважного впливу окислювального відпалу зазнає плівка, яка нанесена на оптичний елемент останньою.

У процесі виконання цих робіт було застосовано розроблений автором спосіб нанесення багат шарового інтерференційного покриття на оптичні елементи методом електронно-променевого почергового розпилювання у вакуумі оксидних матеріалів з різними показниками заломлення [109], який дозволяє досягти складу нанесених плівок максимально наближеного до стехіометричного і максимально наблизитись до значень коефіцієнта відбивання, отриманих відповідно до розрахунку.

Суть способу полягає у тому, що після напилювання кожної з плівок з товщиною, передбаченою конструкцією, на розігріту до $T = 200$ °С поверхню зразка, яке відбувається у камері з тиском кисню 10^{-4} торр, тиск кисню у камері підвищується до значення 10^{-2} торр і провадиться витримка оптичного елемента з нанесеною плівкою за $T = 200$ °С протягом не менше 10 хвилин. При цьому провадиться контроль оптичним методом зміни коефіцієнта відбивання до моменту насичення його величини. Після цього тиск кисню в камері понижується до рівня 10^{-4} торр, і всі процедури виконуються для напилювання та відпалу наступного шару. Після напилювання останнього шару тиск кисню в камері підвищується до величини 10^{-2} торр і провадиться відпал напиленої структури протягом не менше 60 хвилин за $T = 200$ С з одночасним контролем оптичного відбивання від структури до моменту досягнення ним насичення.

Описаний вище спосіб було реалізовано під час проведення технологічного процесу нанесення просвітлюючого двошарового інтерференційного покриття для довжини хвилі 1,06 мкм на поверхні активних елементів з монокристалу ніобату літію на установці електронно-променевого розпилювання у вакуумі фірми «Torr International» (США).

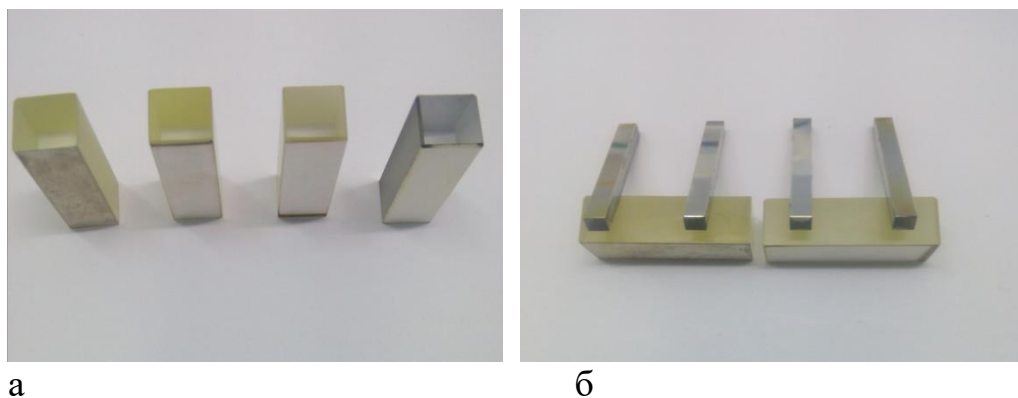


Рис.5.23. Просвітлюючі покриття на поверхнях активних елементів електрооптичного (а) та акустооптичного (б) модуляторів.

Розрахована конструкція покриття складалась з послідовно нанесених шарів HfO_2 та SiO_2 . Напилювання провадилось одночасно на активні елементи

та опорну пластину-свідок, на якій оптичним методом контролювалася зміна відбивання від кожного нанесеного шару після досягнення ним визначеної товщини та під час описаних вище відпалів. Для встановлення впливу витримки протягом 10 хв. за обраної температури $T = 200$ С у атмосфері кисню (тиск 10^{-2} торр) на відбивання осаджених шарів було забезпечено можливість контролю зміни показника відбивання на опорному свідкові за одночасного нагрівання як оптичного елемента, так і пластини свідка, температура яких контролювалася термопарами.



Рис. 5.24. Спектрофотометр Shimadzu UV3600 для реєстрації спектрів відбивання та пропускання оптичних покриттів

Після завершення процесу напилювання обраної конструкції просвітлюючого покриття на робочу поверхню активних елементів з монокристала ніобату літію провадився контроль коефіцієнта відбивання у спектральній області 900...1200 нм за допомогою спектрофотометра Shimadzu UV3600, оснащеного приставкою для реєстрації спектрів відбивання, загальний вигляд якого є представлений на рис. 5.24.

5.3. Висновки до розділу V

1. Процес створення активних елементів на основі ніобату літію при виготовленні акустооптичних та електрооптичних модуляторів світла, ліній затримки та піроприймальних пристроїв передбачає технологічні операції

нанесення на статично заряджені поверхні кристалів металевих та діелектричних покриттів.

2. Нескомпенсований статичний заряд на поверхнях активних елементів в площині ХУ впливає на якість нанесеного покриття. Розглянуто способи врахування цього фактора.

3. В процесі монтування модулятора в корпус, слід враховувати напрямок руху світлового пучка через модулятор з точки зору черговості його проходження крізь просвітлені грані. Вхід променя повинен проходити через просвітлену грань з негативно зарядженою поверхнею, де якість покриття є кращою, а вихід вже частково ослабленого променя, через позитивно заряджену поверхню. Це дозволить покращити стабільність роботи пристрою та його довговічність.

4. Робоча поверхня лінії затримки з кристалу ніобату літію формується в площині ХУ, що передбачає утворення на її поверхні поверхневого електростатичного заряду в процесі осадження металевої плівки. Тому, спочатку слід переконатись, що поверхня, на яку будуть наноситись зустрічно-штиркові перетворювачі має негативно заряджений потенціал.

5. При виготовленні піроелектричних сенсорів на основі монокристалів ніобату чи танталату літію важливою є черговість нанесення напівпоглинаючого покриття з однієї сторони та металевого контакту з протилежної. Для якісного металевого контакту, це покриття слід наносити на негативно заряджену сторону піроелектричного сенсора, а напівпоглинаюче покриття на позитивно заряджену поверхню.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У дисертації вперше вирішене науково-технічне завдання створення технологічних засад формування функціональних металевих та діелектричних тонких плівок методами вакуумного осадження на полярних гранях кристалів LiNbO_3 як активних елементів приладів акусто- та оптоелектроніки, а електрооптичних модуляторів та широкосмугових піроприймачів.

До найважливіших результатів роботи належать такі:

1. Досліджено вплив різнойменного статичного заряду поверхонь кристала ніобату літію на морфологію тонких металевих та діелектричних плівок, нанесених на ці поверхні. Встановлено, що величина і знак поверхневого заряду мають суттєвий вплив на структуру цих плівок і, відповідно, їхні електрофізичні, оптичні та механічні властивості, а саме: плівки, нанесені на позитивно заряджену поверхню, відзначаються гіршою адгезією, щільністю та однорідністю в порівнянні з плівками, нанесеними на негативно заряджену поверхню.

2. Встановлено, що металеві і діелектричні плівки, нанесені в одному технологічному циклі, на негативно та позитивно заряджені поверхні LiNbO_3 мають різницю пропускання в середньому 2 % при товщині металевих плівок 2-3 нм, та діелектричних плівок 150-160 нм в інтервалі довжин хвиль 500-2500 нм.

3. Встановлено, що структура металевих та діелектричних плівок, одержаних на полярних поверхнях монокристала ніобату літію, суттєво залежить від методів осадження, особливостей поверхні підкладки та температури і швидкості осадження. На основі аналізу різних методів вакуумного осадження металевих та діелектричних плівок показано, що якіснішими є плівки, одержані методом магнетронного розпилення у вакуумі.

4. Проведено розрахунок розподілу наночасток срібла, осаджених термічним напыленням на позитивно заряджену поверхню LiNbO_3 , за радіусами, висотами та відстанями між ними. Встановлено, що плівка срібла

товщиною 10 Å складається в основному з наночасток у вигляді сплюснутих сфероїдів із середнім радіусом 7 нм та висотою близько 1,2 нм.

5. Визначено величину зміщення максимуму поглинання ППР у тонких плівках металів на полярних гранях кристала ніобату літію залежно від товщини плівки та знака поверхневого електричного заряду. Показано, що в спектрах поглинання плівок Ag, нанесених на позитивно заряджену поверхню монокристала LiNbO_3 , спостерігається максимум, який зміщується від 520 нм до 610 нм із ростом товщини осадженої плівки від 0,5 нм до 3,0 нм.

6. Встановлено, що максимум поглинання ППР у плівках Ag, осаджених на електрично нейтральній скляній підкладці, відповідає 532 нм, тоді як максимум поглинання ППР у плівках Ag, осаджених на позитивно зарядженій підкладці кристала ніобату літію, відповідає 564 нм, а на негативно зарядженій підкладці – 587 нм. Довгохвильове зміщення максимуму смуги ППР у тонких плівках срібла на 23 нм зумовлене відносним збільшенням концентрації вільних носіїв на негативно зарядженій поверхні підкладки з кристалів ніобату літію на 8 %.

7. На основі проведених досліджень особливостей використання тонких металевих та діелектричних плівок, нанесених на полярні грані активних елементів із монокристалів ніобату літію, запропоновано конструктивно-технологічні рішення щодо виготовлення активних елементів для акустооптичного модулятора на стоячій акустичній хвилі, електрооптичного затвора, акустичних ліній затримки та піроприймачів.

СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Chopra K.L. Growth of thin metal films under applied electric field / K.L. Chopra // *Appl. Phys. Lett.* – 1965. – Vol. 7. – P. 140-142.
2. Petrov P. Study of the influence of electron beam treatment of Ti5Al4V substrate on the mechanical properties and surface topography of multilayer TiN/TiO₂ coatings / P. Petrov, D. Dechev, N. Ivanov, T. Hikov, S. Valkov, M. Nikolova, E. Yankov, S. Parshorov, R. Bezdushnyi, A. Andreeva // *Vacuum.* – Vol. 154. – 2018. – P. 264-271.
3. Lewis B. Nucleation and initial growth behavior of thin-film deposits / B. Lewis, J. Campbell // *Vacuum Science Technology.* – 1967. – No 4. – P. 209-218.
4. Stirland D.J. Electron-Bombardment-Inducted Changes in the Growth and Epitaxy of Evaporated Gold Films / D.J. Stirland // *Appl. Phys. Lett.* – 1966. – Vol. 8. – P. 326-328.
5. Hill R.M. Nucleation of Thin Films / R.M. Hill // *Nature.* – 1966. – Vol. 8. – P. 512-513.
6. Chambers A. Improved epitaxy of nickel on rocksalt substrates due to electron bombardment / A. Chambers, M. Prutton // *Thin Solid Films.* – 1967. – Vol. 1. – P. 235-239.
7. Haiduchok V. Formation of nano-size Cr layers on LiNbO₃ crystal surfaces by dissimilar electric charges / V. Haiduchok, M. Vakiv, I.V. Kityk, D.Yu. Sugak, G. Lakshminarayana // *Optik: International Journal for Light and Electron Optics.* – 2018.
8. Bassett G.A. Electron Optical Studies of Imperfect Crystals and Their Surfaces / G.A. Bassett, J.W. Menter, D.W. Pashley // C.A. Neugebauer, J.B. Newkirk, D.A. Vermilyea (eds.). *Structure and Properties of Thin Films.* New York: Wiley, 1959. – P. 7-15.
9. Pashley D.W. The preparation of smooth single crystal surfaces of silver by an evaporation technique / D.W. Pashley // *The Philosophical Magazine: A*

Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics. – Series 8. – Vol. 4. – 1959. – P 316-323.

10. Phillips V.A. Direct observation of defects in evaporated silver / V.A. Phillips // The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics: Series 8. – 1960. – Vol. 5 (54). – P. 571-583.

11. Matthews J.W. A study of growth defects in face-centred cubic metal foils prepared by evaporation / J.W. Matthews // The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics: Series 8. – 1959. – Vol. 4. – P. 1017-1029.

12. Angus H. C. Adhesion between precious metals / H. C. Angus // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1963. – Vol. 2, Nr. 6. – P. 831.

13. Палатник Л.С. Механичні властивості металевих плівок / Л.С. Палатник, А.І. Ільїнський // Успіхи фізичних наук. – 1968. – Т. 95, Вип. 4. – С. 613-645.

14. Kato H. Surface studies of some metallic thin films by optical methods / H. Kato, K. Nagasima, H. Hasunuma // Oyo Butsuri. – 1961. – Vol. 30. – P. 700.

15. Horikoshi H. Structure and intrinsic stress of platinum films / H. Horikoshi, Y. Ozawa, H. Hasunuma // Applied Physics Japan. – 1962. – Vol. 1. – P. 304.

16. Kinoshita K., Kondo H. Thickness – Dependence of Stress in Vacuum Deposited Silver Films / K. Kinoshita, H. Kondo // Journal of the Physical Society of Japan. – 1960. – Vol. 15, Issue 7. – P. 1339.

17. Weiss G.P. Isotropic Stress Measurement in Permalloy Films / G.P. Weiss, D.O. Smith // Journal of Applied Physics. – 1962. – Vol 33. – P. 1063.

18. Finegan J.D. Stress and Stress Anisotropy in Iron Films / J.D. Finegan., R.W Hoffman // Technical Report on Solid State Physics Program – Case Institute of Technology, Cleveland, Ohio. – 1961. – No.18.

19. Hoffman R.W. The Cause of Stress in Evaporated Metal Films / R.W. Hoffman, R.D. Daniels, E.C. Crittenden // Proceedings of the Physical Society. Section B, London. – 1954. – Vol. 67, Iss. 6. – P. 497.

20. Klokholm E. Intrinsic Stress in Evaporated Metal Films / E. Klokholm // Journal Vacuum Science Technology. – 1969. – Vol. 6. – P. 138.

21. Murbach H.P. The Origin of Stress in Metal Layers Condensed from the Vapour in High Vacuum / H.P. Murbach, H. Wilman // Proceedings of the Physical Society, Section B. – 1959. – Vol. 66, Num. 11. – P. 911.

22. Blackburn H. The development of stress and surface temperature during deposition of lithium fluoride films / H. Blackburn, D. Campbell // The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics. – 1963. – Vol. 8, Num. 89. – P. 823-831.

23. Priest J.R. Stress Anisotropy in Silicon Oxide Films / J.R. Priest, H.L. Caswell, Y. Budo // Journal of Applied Physics. – Vol. 34, Iss. 2. – 1963. – P 345-351.

24. Mostovetch N. Semiconducting materials / N. Mostovetch, B. Vodar. London: Butterworth & Co LTD, 1951. – P. 260.

25. Minn S.S. // Journal Research Centre Scientific Laboratory Bellevue №51 – Paris – 1960 – P.131-160

26. Neugebauer C.A. Electrical Conduction Mechanism in Ultrathin, Evaporated Metal Films / C.A. Neugebauer., M.B. Webb // Journal of Applied Physics. – 1962. – Vol. 33. – P. 74.

27. Pazukha I. M. Electrophysical Properties of Multilayer Film Systems Based on Permalloy and Silver / I. M. Pazukha, D. O. Shuliarenko // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2019. – Vol. 11. – P.03030 1-4

28. Neugebauer C.A. / C.A. Neugebauer // Trans. Ninth Natl. Vacuum Symposium, November 1-2, 1962. – New York: Macmillan Company, 1963. – P. 45.

29. Altman C. Tantalum films-deposition process and film properties / C. Altman // Trans. Ninth Natl. Vacuum Symposium, November 1-2, 1962. – New York: Macmillan Company, 1963. – P. 174.

30. Young I.G., Lewis C.W. / I.G. Young, C.W. Lewis // Transactions of the Tenth National Vacuum Symposium of the American Vacuum Society, October 16-18, 1963, Boston. – New York, 1963. – P. 428.

31. Стасюк З.В. Розмірні кінетичні явища в тонких плівках металів / З.В. Стасюк, А.І. Лопатинський // Фізика і хімія твердого тіла. – 2001. – Т. 2, №4. – С. 521-542.

32. Lovell A.C.B. The electrical conductivity of thin metallic films I. – Rubidium on pyrex glass surfaces / A.C.B. Lovell // Proc. Roy. Soc. A. – 1936. – Vol. 157. – P. 311-330.

33. Fuchs K. The Conductivity of Thin Metallic Films according to the Electron Theory of Metals / K. Fuchs // Proc. Cambr. Phil. Soc. – 1938. – Vol. 34. – P. 100-108.

34. Chambers R.G. The conductivity of thin wires in a magnetic field / R.G. Chambers // Proc. Roy. Soc. A. – 1950. – Vol. 202. – P. 378-394.

35. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals / E.H. Sondheimer // Advances in Physics. – 1952. – Vol. 50. – P. 499-537.

36. Juretschke H.J. Electrical Conductivity of Thin Metallic Films with Unlike Surfaces / H.J. Juretschke // J. Appl. Phys. – 1966. – Vol. 37. – P. 435.

37. Lucas M.S.P. Electrical Conductivity of Thin Metallic Films with Unlike Surfaces / M.S.P. Lucas // J. Appl. Phys. – 1965. – Vol. 36. – P. 1632-1635.

38. Reynolds F.W. Mean Free Paths of Electrons in Evaporated Metal Films / F.W. Reynolds, G.R. Stilwell // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 88. – P. 418.

39. Neugebauer C.A. Electrical Conduction Mechanism in Ultrathin Evaporated Metal Films / C.A. Neugebauer, M.B. Webb // J. Appl. Phys. – 1962. – Vol. 33. – P. 74-82.

40. Gorter C.J. A possible explanation of the increase of the electrical resistance of thin metal films at low temperatures and small field strengths / C.J. Gorter // *Physica*. – 1951. – Vol. 17, Iss. 8. – P. 777-780.

41. Kim Y.M. Thickness effects on the high-frequency characteristics of as-deposited Co–Ni–Fe and Co–Ni–Fe–N soft magnetic thin films / Y.M. Kim, D. Choi, K.H. Kim, J. Kim, S.H. Han // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Vol. 239. – P. 498-501.

42. Sondheimer E.H. The Influence of a Transverse Magnetic Field on the Conductivity of Thin Metallic Films / E.H. Sondheimer // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 80. – P. 401-406.

43. Jeppesen M.A. Hall Coefficient in Evaporated Gold Films / M.A. Jeppesen // *J. Appl. Phys.* – 1966. – Vol. 37. – P. 1940-1941.

44. Forsvoll K. Galvanomagnetic Size Effects in Aluminum Films / K. Forsvoll, L. Holwech // *Phil. Mag.* – 1964. – Vol. 9. – P. 435.

45. Forsvoll K. Sondheimer oscillations in the hall effect of aluminum / K. Forsvoll, L. Holwech // *Phil. Mag.* – 1964. – Vol. 10. – P. 921-930.

46. MacDonald D.K.C. Size effect variation of the electrical conductivity of metals / D.K.C. MacDonald, K. Sarginson // *Proc. Roy. Soc.* – 1950. – Vol. 203. – P. 223-239.

47. Holwech I. Size-dependence of the Hall effect in aluminium films / I. Holwech // *Phil. Mag.* – 1965. – Vol. 12. – P. 117-124.

48. Offret M., Study of the electrical conduction of thin metallic films at high frequencies / M. Offret, B. Vodar // *J. Phys. Radium*. – 1956. – Vol. 17. – P. 237-240.

49. Moniruzzaman S. Thermal Annealing of Gold Thin Films on the Structure and Surface Morphology Using RF Magnetron Sputtering / S Moniruzzaman, G. Caleb, H. Cameron, S Muhtadyuzzaman // *Journal of Materials Science and Engineering*. – 2018. – Vol. B 8. – P. 66-76.

50. Maissel L.I. Thin Films Deposited by Bias Sputtering / L.I. Maissel, P.M. Schaible // *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36. – P. 237-242.
51. Damask A.C., Dienes G.J. Point Defects in Metals / A.C. Damask, G.J. Dienes. – London: Gordon and Breach, 1963. – P. 314.
52. Primak W. Kinetics of Processes Distributed in Activation Energy / W. Primak // *Phys. Rev.* – 1955. – Vol. 100. – P. 1677.
53. Vand V. A theory of the irreversible electrical resistance changes of metallic films evaporated in vacuum / V. Vand // *Proceedings of the Physical Society.* – 1943. – Vol. 55, № 3. – P. 222-226.
54. Wilkinson P.G., Properties of Gold Deposited at Liquid Air Temperature / P.G. Wilkinson, L.S. Birks // *J. Appl. Phys.* – 1949. – Vol. 20. – P. 1168–1171.
55. Wilkinson P.G. The Properties of Evaporated Gold and Tungsten Oxides / P.G. Wilkinson // *J. Appl. Phys.* – 1951. – Vol. 22. – P. 226-232.
56. Suchanek G. Depth profiling of dopant concentration and pyroelectric properties of LiNbO_3 single crystals treated at high-temperature in the presence of metal / G. Suchanek, U.V. Yakhnevych, A. Eydam, D.Yu. Sugak, I.I. Syvorotka, V.G. Haiduchok, S.B. Ubizskii, G. Gerlach // *Ferroelectrics.* – 2019. – Vol. 539. – P. 151-157.
57. Патент на винахід № 111931 – С23С 14/08, С23С 14/35, G02В 1/10, G02В 5/28 (2016). Спосіб нанесення багатошарового інтерференційного покриття на оптичні елементи / Гайдучок В.Г., Копко Б.М., Кузьмак Р.М., Сугак Д.Ю., Маслов В.П., Самойлов А.В., Качур Н.В. – Україна, Бюл. №12, 2016 р.
58. Brickeen B. Reducing the pyroelectric effect in lithium niobate Q-switch crystals / B. Brickeen C. Shanta // *Optical Engineering.* – 2010. – Vol. 49 (12). – P. 124201 – 1-5.
59. Дрождін С.І. Фізичні основи піроелектрики / С.І. Дрождін // *Соросівський освітній журнал.* – 1998. – № 12. – С. 94-100.

60. Born N., Principles of Optics, 7th ed. / N. Born, E. Wolf. – Cambridge: Cambridge University Press, 1999. – P. 952.

61. Rouard P., IV Optical Constants of Thin Films / P. Rouard, P. Bousquet // Progress in Optics. – 1965. – Vol. 4. – P. 145.

62. Azzam R.M.A. Polarization, thin-film optics, ellipsometry, and polarimetry / R.M.A. Azzam // Journal of Vacuum Science and Technology, B: Nanotechnology and Microelectronics. – 2019. – Vol. 37 (6). – P. 060802.

63. Swanepoel R. Determining refractive index and thickness of thin films from wavelength measurements only / R. Swanepoel // Journal of the Optical Society of America. – 1985. – Vol. 2, Iss. 8. – P. 1339-1343.

64. Kovalenko S.A. Optical properties of thin metal films / S.A. Kovalenko // Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. – 1999. – Vol. 2, № 3. – P. 13-20.

65. Rouard P., Optical Properties of Thin Metal Films / P. Rouard, A. Meessen // Progress in Optics. – 1977. – Vol. 15. – P. 77-137.

66. Andersson J. Surface plasmon resonance sensing with thin films of palladium and platinum – quantitative and real-time analysis / J. Andersson, J. Svirelis, G. Ferrand-Drake del Castillo, T. Sanmina, A. Dahlin // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2022. – Vol. 24. – P. 4588-4594.

67. Freedman J.F. Residual stress in single-crystal nickel films / J.F. Freedman // IBM Journal of Research and Development. – 1962. – Vol. 6, No. 4. – P. 449-455.

68. Beams J.W. Mechanical Strength of Thin Films of Metals / J.W. Beams, J.B. Breazeale, W.L. Bart // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 100. – P. 1657.

69. Kinbara A., Internal Stress of Evaporated Thin Gold Films / A Kinbara, H. Haraki // Japanese Journal of Applied Physics. – 1965. – Vol. 4, № 4. – P. 243.

70. Macdonald J.R. Stress in Evaporated Ferromagnetic Films / J.R. Macdonald // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 106. – P. 890.

71. Kololuoma T. Effect of the H₂ Annealing on the Electrical Properties of In₂O₃-SnO₂ Thin Films / T. Kololuoma, L-S. Johansson, A. Maaninen, J.M. Campbell, J.T. Rantala // Journal of Sol-Gel Science and Technology. – 2004. – Vol. 32. – P. 179-183.

72. Shivaprasad S.M., Temperature coefficient of resistance of thin palladium films / S.M. Shivaprasad, M.A. Angadi // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1980. – Vol. 13, № 9. – P. 171-172.

73. Valdes L.B. Resistivity Measurements on Germanium for Transistors / L.B. Valdes // Proceedings of the IRE. – 1954. – Vol. 42. – P. 420-427.

74. Kiessing H. Interferenz von Rongenstrahlen an dunnenschichten / H. Kiessing // Ann. Phys. – 1931. – Vol. 10. – P.769-788.

75. Elizalde E., Determination of the “optical” thickness and of the filling factor of discontinuous Au films from photometric and ellipsometric measurements / E. Elizalde, P. Gadenne // Optics Communications. – 1986. – Vol. 60. – P. 378-382.

76. Євдокимов С.В. Простий підсилювач для піроелектричних вимірювань / С.В. Євдокимов, А.А. Яценко, А.В. Яценко // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія «Фізико-математичні науки». – 2010.– Т. 23 (62), №1. – С. 125-130.

77. Lines M.E., Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials / M.E Lines., A.M. Glass. – Oxford: Oxford University Press, 1977. – P. 736.

78. Болеста І.М. Плазмонне поглинання наночастинок срібла на поверхні LiNbO₃ / І.М. Болеста, М.М. Ваків, В.Г., Гайдучок І.І. Колич, О.О. Кушнір, І.М. Ровецький, Ю.М. Фургала // Український фізичний журнал. – 2017. – Т. 62, № 1. – С. 39-45.

79. Korpel A. Acousto-Optics / A. Korpel. – N.Y.: Marcel Dekker, 1988. – 296 p.

80. Xu J., Acousto-Optics Devices: Principles, Design, and Applications / J. Xu, R. Stroud. – N. Y.: Wiley, 1992. – 498 p.

81. Goutzoulis A., *Design and Fabrication of Acousto-Optics Devices* / A. Goutzoulis, D. Pape. – N.Y.: Marcel Dekker, 1994. – P. 384.
82. Goodman J. *Introduction to Fourier Optics* / J. Goodman. – Carnegie Mellon University, 1970. – P. 457.
83. Magdich L.N. *Acoustooptic Devices and Their Applications* / L.N. Magdich // CRC Press. – 1989. – P. 160.
84. Kino G. S. *Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing* / G. S. Kino. – Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1987. – P. 688.
85. Blumme T. Acousto-optic laser chopper based on light diffraction by hypersonic standing waves in lithium niobate single crystal / T. Blumme, P. Kwick, B. Linde, V.B. Voloshinov // *Optical Communication*. – 2013. – Vol. 294. – P. 1-7.
86. Turi L. Piezoelectrically Included diffraction modulation of Light / L. Turi, C. Kuti, F. Krausz // *IEEE Quantum Electronics*. – 1990. – Vol. 26. – P. 1234-1240.
87. Keller U. High-frequency acousto-optic mode locker for picosecond pulse generation / U. Keller, D. Lik, Ya. Khuri, O. Bloom // *Optics Lett.* – 1990. – Vol. 15, № 1. – P. 45-47.
88. Eicher H.J. Acousto-optic mode-locker for Nd lasers using paratellurite / H.J. Eicher, A. Barocsi, L. Jakob, B. Lin // *Appl. Phys.* – 1991. – Vol. 53. – P. 194-197.
89. Krausz F. Active mode locking of lasers by piezoelectrically induced diffraction modulation / F. Krausz, L. Turi, C. Kuti, A. Schmit // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. – Vol. 56, №15. – P. 1415-1417.
90. Винник Д.М. Акустооптичні модулятори світла на стоячих акустичних хвилях з використанням власного п'єзоефекту монокристалів танталату літію / Д.М. Винник, В.Г. Гайдучок, Б.М. Копко, І.М. Сольський, М.М. Ваків, А.С. Андрущак // МНПК «Сучасні інформаційні та електронні технології». – Одеса, 2019. – С. 120-121.

91. Lines M. E., Glass A. M., Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials // Oxford Classic Texts in the Physical Sciences– 2001 – P. 696.

92. Sanchez-Rojas J.L. Piezoelectric Transducers: Materials, Devices and Applications / J.L. Sanchez-Rojas (ed). Mdpi AG, 2020. – 524 p. (= Micromachines).

93. Thakre A. Pyroelectric Energy Conversion and Its Applications – Flexible Energy Harvesters and Sensors / A. Thakre, A. Kumar, H.-C. Song, D.-Y. Jeong, J. Ryu // Sensors. – 2019. – Vol. 19. – P. 2170 (1-25).

94. Fetisov Y.K. Pyroelectric effects in magnetoelectric multilayer composites / Y.K. Fetisov, A.A. Bush, K.E. Kamentsev, G. Srinivasan // Solid State Communications. – 2004. – Vol. 132. – P. 319-324.

95. Aggarwal M.D. Pyroelectric Materials for Uncooled Infrared Detectors: Processing, Properties and Applications /M.D. Aggarwal, A.K. Bartra, P. Guggilla, M.E. Edwards //Technical Memorandum NASA. – 2010. – № 216373.

96. Mondal R. Advanced pyroelectric materials for energy harvesting and sensing applications / R. Mondal, M. Al Mahadi Hasan, J.M. Baik, Y. Yang // Materials Today. – 2023. – Vol. 66. – P. 273-301.

97. Muralt P. Pyroelectricity / P. Muralt // Encyclopedia of Condensed Matter Physics. – Academic Press, 2005. – P. 441-448.

98. Базіло К.В. Математичне моделювання п'єзоелектричних перетворювачів стрижньового типу для пристроїв акустoeлектроніки / К.В. Базіло, М.О. Бондаренко, В.В. Хлівний, М.Г. Томенко, В.І. Томенко // Вісник НТУУ «КПІ». Серія: Радіотехніка, Радіоапаратобудування. – 2021. – № 86. – С. 58-67.

99. Душко В.Г. Піроелектричний джоульметр імпульсного лазерного випромінювання / В.Г. Душко, Л.В. Леваш, В.С. Лисенко, Ю.Г. Птушинський, В.С. Радько, О.А. Росновський, В.Б. Самойлов // Наука та інновації. – 2010. – Т. 6, №5. – С. 50-54.

100. Леваш Л.В. Портативний піроелектричний вимірювач потужності лазерного випромінювання / Л.В. Леваш, О.А. Росновський, В.Б. Самойлов // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2018. – Т. 15, № 1. – С. 38-43.

101. Піроелектричний вимірювач енергії лазерного випромінювання прохідного типу / Л.В. Леваш, В.Б. Самойлов, О.А. Росновський, М.Ю. Ведула, В.Г. Гайдучок // 2-га Українська науково-технічна конференція «Спеціальне приладобудування: стан та перспективи», 6-7 грудня 2016 року, м. Київ, Україна: Тези доповідей. – С. 36.

102. Ваків М.М. Виготовлення модулів активних елементів широкосмугових реєстраторів лазерного випромінювання протитанкових систем ураження / М.М. Ваків, В.Г. Гайдучок, Б.М. Копко, Л.В. Леваш // Науково-практична конференція «Застосування сухопутних військ збройних сил України у конфліктах сучасності», 2017 р., Національна Академія Сухопутних Військ, м. Львів, Україна: Тези доповідей. – С. 14.

103. Knapек A. Wide-band low noise preamplifier design for the purposes of testing of pyroelectric infrared sensors / A. Knapек, O. Hutar, P. Pfeifer // *Jemná mechanika a optika*. – 2008. – Vol. 53, № 3. – P. 90-92.

104. Старцев В.І. Вибір параметрів ланцюга корекції АЧХ зарядочутливого підсилювача в області низьких частот / В.І. Старцев, Ю.С. Ямпольський // Вісник ЧДТУ: Приладобудування і радіотехніка. – 2009. – №1. – С. 79-83.

105. Mattox D.M. Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing (Second Edition) / D.M. Mattox. – William Andrew, 2010. – P. 195-235. (Chapter 5. Vacuum Evaporation and Vacuum Deposition).

106. Sullivan B.T. Manufacture of complex optical multilayer filters using an automated deposition system / B.T. Sullivan, J.A. Dobrowolski, G. Clarke, T. Akiyama, N. Osborne, M. Ranger, L. Howe, A. Matsumoto, Y. Song, K. Kikuchi // *Vacuum*. – 1998. – Vol. 51, Iss. 4. – P. 647-654.

107. Friz M., Coating Materials / M. Friz, F. Waibel // Optical Interference Coatings / Kaiser N. and Pulker H.K. (Eds). Berlin: Springer-Verlag, 2003. – P. 105-130.

108. Ваків М.М. Технології отримання монокристалічних та скляних активних і пасивних елементів оптоелектронних лазерних і НВЧ систем для спеціальних застосувань / М.М. Ваків, Д.М. Винник, В.Г. Гайдучок, І.І. Іжнін, Б.М. Копко, Л.В. Леваш, В.П. Маслов, І.І. Сиворотка, І.М. Сиворотка, І.М. Сольський, Д.Ю. Сугак // Матеріали 2-ї Української науково-технічної конференції «Спеціальне приладобудування: стан та перспективи», 2016 р., м. Київ, Україна. – С. 137-140.

109. Гайдучок В.Г. Залежність показників заломлення плівок оксидів металів від тиску кисню в процесі електронно-променевого розпилювання / В.Г. Гайдучок, Р.М. Кузьмак, О.М. Крупич, О.С. Ільїна, Д.Ю. Сугак, І.М. Сиворотка, Ваків М.М. // 12-та Відкрита науково-технічна конференція професорсько-викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки НУ «Львівська політехніка» з проблем електроніки, 2009 р., м. Львів, Україна: Тези доповідей. – С. 65.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
Статті у наукових періодичних виданнях інших держав, що
індекуються в наукометричних базах даних Scopus

1. **V. Haiduchok**, M. Vakiv, I.V. Kityk, D.Yu. Sugak, G. Lakshminarayana. Formation of nano-size Cr layers on LiNbO₃ crystal surfaces by dissimilar electric charges. *Optik.* – 2019. – V. 180. – P. 91-95. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.11.088> (Q2, Scopus).
2. M. Kushlyk, V. Tsiumra, Y. Zhydachevskyy, **V. Haiduchok**, I.I. Syvorotka, D. Sugak, A. Peniażek, M. Aleszkiewicz, A. Suchocki. Preparation and properties of Ag plasmonic structures on garnet substrates. *Applied Nanoscience* – 2021 – №12. – P.317-334. DOI: 10.1007/s13204-020-01624-3 (Q2, Scopus).
3. I. Bolesta, M. Vakiv, **V. Haiduchok**, O. Kushnir, A. Demchuk, S. Nastyshyn, R. Gamernyk. Optical Properties of LiNbO₃-Ag Nanocomposites. *Acta Physica Polonica* – 2018. – V. 133. № 4 – P. 860-863. <http://doi.org/10.12693/APhysPolA.133.860> (Q3, Scopus).
4. U.V. Yakhnevych, G. Suchaneck, A. Eydam, D.Yu. Sugak, I.I. Syvorotka, **V.G. Haiduchok**, O.A. Buryy, S.B. Ubizskii, G. Gerlach. Investigation of optical and pyroelectric properties of lithium niobate single crystals caused by metal ions diffusion. *Journal of Nano- and Electronic Physics* – 2019, Vol. 11. №1-P.01017-1-5. <http://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/72581> (Q3, Scopus).
5. G. Suchaneck, U. V. Yakhnevych, A. Eydam, D. Yu. Sugak, I.I. Syvorotka, **V.G. Haiduchok**, S. B. Ubizskii, G. Gerlach. Depth profiling of dopant concentration and pyroelectric properties of LiNbO₃ single crystals treated at high-temperature in the presence of metal. *Ferroelectrics* – 2019. – Vol. 539 – P. 151–157. <http://dx.doi.org/10.1080/00150193.2019.1570003> (Q3, Scopus).
6. A.B. Danylov, H.A. Ilchuk, R.Yu. Petrus, **V.G. Haiduchok**. Influence of annealing on the structure of ultrathin gold films on the surface of glass and CdS substrates. *Journal of Nano and Electronic Physics* – 2018. – V. 10 N. 1 – P.05011

– 1-6. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(5\).0501](https://doi.org/10.21272/jnep.10(5).0501) (Q3, Scopus).

Статті у наукових фахових виданнях України

7. І.М. Болеста, М.М. Ваків, **В.Г. Гайдучок**, І.І. Колич, О.О. Кушнір, І.М. Ровецький, Ю.М. Фургала. Плазмонне поглинання наночастинок срібла на поверхні LiNbO_3 – Український Фізичний Журнал – 2017 – Т.62 – №1 – С. 39 – 45. http://nbuv.gov.ua/UJRN/UPhJ_2017_62_1_7 (Категорія А).

8. Д.М. Винник, Д.Ю. Сугак, Н.Я. Генега, **В.Г. Гайдучок**, А.С. Андрущак, М.М. Ваків. Узгодження акустооптичної НВЧ комірки Брегга у широкій смузі робочих частот – Вісник Національного університету “Львівська політехніка” Серія „Електроніка” – 2011. – № 708. – С. 195-200. <http://lp.edu.ua/index.php?id=3073> (Категорія Б).

Патент на винахід

9. **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Р.М. Кузьмак, Д.Ю. Сугак, В.П. Маслов, А.В. Самойлов, Н.В. Качур. Спосіб нанесення багатошарового інтерференційного покриття на оптичні елементи. Патент на винахід № 111931. С23С 14/08, С23С 14/35, G02В 1/10, G02В 5/28. Україна. Опубл. 24.06.2016. Бюл. №12.

Публікації у матеріалах міжнародних і українських наукових конференцій

10. М.М. Ваків, Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, Р.М. Кузьмак, А.Г. Кузьмик, Д.Ю. Сугак, І.М. Сиворотка. Особливості напилювання тонкоплівкових металевих шарів на полярні поверхні кристалів LiNbO_3 . X міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні і електронні технології»: тези доп. – Україна, Одеса, травень 2009 р. – С.134.

11. **В.Г. Гайдучок**, Р.М. Кузьмак, О.М. Крупич, О.С. Ільїна, Д.Ю. Сугак, І.М. Сиворотка, М.М. Ваків. Залежність показників заломлення плівок оксидів металів від тиску кисню в процесі електронно-променевого розпилювання. Дванадцята відкрита науково-технічна конференція професорсько-

викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки НУ «Львівська політехніка» з проблем електроніки: тези доп. – Львів 7-9 квітня – 2009 р. – С.65.

12. **В.Г. Гайдучок**, Д.Ю. Сугак, М.М. Ваків. Отримання напівпоглинаючих покриттів зі заданими параметрами на основі плівок SiO-Cr. XIII міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»: тези доп. – Україна, Одеса, 4–8 червня 2012 р.– С. 302.

13. Д.М. Винник, М.О. Мельник, Д.Ю. Сугак, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Р.М. Мельник Акустооптичний модулятор світла на кристалах ніобату літію для формування піко секундних імпульсів VIII Українсько-польська науково-практична конференція «Електроніка та інформаційні технології: Еліт-2016»: тези доп. – Україна, Львів – Чинадієво, 27-30 серпня 2016 р. – С. 34.

14. Д.М. Винник, О.Г. Решотка, **В.Г. Гайдучок**, Д.Ю. Сугак, М.М. Ваків. Акустооптичні дефлектори НВЧ діапазону із збудженням об'ємних хвиль з поверхні п'єзоелектричних кристалів Праці сімнадцятої міжнародної науково-практичної конференції «Сучасні інформаційні та електронні технології» Україна, Одеса, 23-27 травня 2016 р. – С. 46.

15. М.М. Ваків, Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, І.І. Іжнін, Б.М. Копко, Л.В. Леваш, В.П. Маслов, І.І. Сиворотка, І.М. Сиворотка, І.М. Сольський, Д.Ю. Сугак. Технології отримання монокристалічних та скляних активних і пасивних елементів оптоелектронних лазерних і НВЧ систем для спеціальних застосувань. Матеріали 2-ої Української науково-технічної конференції «Спеціальне приладобудування: стан та перспективи»: тези доп. – Україна, Київ – 6-7 грудня 2016 р. – С. 78.

16. Л.В. Леваш, В.Б. Самойлов, О.А. Росновський, М.Ю. Ведула, **В.Г. Гайдучок**. Піроелектричний вимірювач енергії лазерного випромінювання прохідного типу Українська науково-технічна конференція “Спеціальне приладобудування: стан та перспективи”, тези доп. – Україна, Київ – 6-7 грудня 2016 р. – С. 36.

17. A.V. Danylov, R.Yu. Petrus, **V.G. Haiduchok**, M.M. Vakiv. Optical properties of ultrathin Au films on lithium niobate substrate. International

Conference on Electronics and Information Technology (EIT'16): Abstr. of Int. Conf. – Ukraine, Odessa, 23-27 May, 2016. – P. 43-45.

18. I. Solskii, D. Sugak, I. Groshovyj, Ye. Kapeliuh, **V. Hajduchok**, B. Kopko, M. Vakiv, V. Gaba, S. Ubizskii. Growth and investigation of colorless lithium tantalate single crystals for optoelectronics. Збірник тез Міжнародної наукової конференції “Оксидні матеріали електронної техніки – отримання, властивості, застосування” (OMEE-2017) – Львів, Україна – 2017. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM) – С.32.

19. М.М. Ваків, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, Л.В. Леваш. Виготовлення модулів активних елементів ширококутових реєстраторів лазерного випромінювання протитанкових систем ураження. Науково-практична конференція «Застосування сухопутних військ збройних сил України у конфліктах сучасності»: тези доп. – Національна Академія Сухопутних Військ – Україна, Львів – 16 листопада 2017 р. – С. 14.

20. D. Vynnyk, **V. Haiduchok**, B. Kopko, I. Solskii, M. Vakiv. Acousto-optical modulators of light on standing acoustic waves using their own piezoelectric effect of lithium tantalate single crystals. 1st international conference on innovative materials and nanoengineering. (IMNE'2019) Brenna, Poland 27-29 August 2019: Book of Abstracts. – P. 23.

21. Д.М. Винник, **В.Г. Гайдучок**, Б.М. Копко, І.М. Сольський, М.М. Ваків. Акустооптичні модулятори світла на стоячих акустичних хвилях з використанням власного п'єзоефекту монокристалів танталату літію. Міжнародна науково-практична конференція «Сучасні інформаційні та електронні технології»: Тези доп. – Україна, Одеса. 27-31 травня 2019 р. – С. 78.

22. M. Kushlyk, V. Tsiumra, L.-I. Bulyk, Ya. Zhydachevskyu, **V. Haiduchok**, I.I. Syvorotka, D. Sugak, A. Suchocki. Effect of technological parameters on properties of Ag plasmonic structures prepared on garnet substrates. The International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO-2020). Abstract Book of participants of the International research and practice conference – Ukraine Lviv, 26-29 August 2020. – P. 451.

ДОДАТОК Б

Акти та довідки про використання результатів дисертації



НАУКОВО-ВИРОБНИЧЕ ПІДПРИЄМСТВО «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ» -
ДОЧІРНЕ ПІДПРИЄМСТВО ПРАТ «КОНЦЕРН-ЕЛЕКТРОН»

код ЄДРПОУ: 23273999
п/р UA11339500000026005910624003
у АТ «ТАСКОМБАНК»
МФО 339500, ПІН 232739913050

79031, Україна, м. Львів, Стрийська, 202
тел.: 032-263-10-65, тел./факс: 032-294-97-35
www.carat.electron.ua; e-mail: office@carat.electron.ua

«19» 10 2023 р. № 1925/91а

ЗАТВЕРДЖУЮ
Заступник Генерального директора з наукової роботи
доктор фіз.-м. наук, професор



Олег ШПОТЮК

Акт

про впровадження результатів дисертаційної роботи здобувача кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету «Львівська політехніка» Гайдучка Володимира Григоровича «Формування тонкоплівкових структур на полярних гранях кристалів LiNbO₃», поданої на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук по спеціальності 05.27.01 – твердотільна електроніка

Даним актом підтверджується використання та впровадження низки результатів дисертаційної роботи здобувача кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету «Львівська політехніка» Гайдучка Володимира Григоровича, а саме: напрацювання дисертанта по отриманню якісних металевих та діелектричних тонкоплівкових структур на полярних гранях активних елементів пристроїв.

Результатом цих робіт стало виготовлення експериментальних партій акустооптичних модуляторів, електрооптичних затворів, акустоелектронних ліній затримки, та піроприймачів.

Ці технологічні рішення ввійшли в нормативні документи, зокрема:

- «Технологію виготовлення акустооптичних модуляторів (АОМ) добротності лазерного випромінювання» за технологічною інструкцією ТІ 008-1610/01;
- «Технологію виготовлення електрооптичних затворів (ЕОЗ) та ліній затримки (ЛЗ)» за технологічними інструкціями ТІ 009-1610/02 та ТІ 009-1610/03, відповідно;
- «Технологію виготовлення піроелектричних сенсорів – вимірювачів потужності оптичного випромінювання на основі монокристалів ніобату і танталату літію» за технологічними інструкціями ТІ 009-1610/04, ТІ 009-1610/05.

Вдосконалені технології отримання якісних покриттів на поверхнях активних елементів на підприємстві використано:

- при виконанні науково-дослідної роботи «Розроблення нових плівкових та об'ємних монокристалічних матеріалів для створення на їх основі активних та пасивних елементів далекометричних систем та систем цілеспрямованого випромінювання, що працюють в імпульсних режимах у спектральному діапазоні, безпечному для ока людини (1,3...1,5 мкм) за договором з Інститутом фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ (№ 75/18-16 від 01.08.2016 р.);
- при виконанні науково-технічної роботи «Розроблення технологій виготовлення елементів з монокристалів танталату літію для акустооптичних пристроїв» за договором з МОН України ДЗ/161-2016 від 21.10.2016 р. (№ 0117U000951, 2016-2018 рр.);
- при виконанні науково-технічної роботи «Розроблення пристроїв функціональної електроніки на основі монокристалів групи перовськіту» за договором з МОН України ДЗ/57-2018 від 05.10.2018 р. (№ 0118U005284, 2018-2020 рр.);

На протязі 2020-2023 років за активної участі дисертанта, з використанням його напрацювань, були виконані науково-технічні роботи по договорах з ТзОВ «Хуавей Україна» та ТзОВ «Метал імплемента» на загальну суму 7,1 млн.грн.

Акт про впровадження результатів дисертаційної роботи був розглянутий і схвалений на засіданні науково-технічної ради НВП «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ». (протокол № 2 від 19 жовтня 2023р.)

Начальник відділу 1620

Ігор СИВОРОТКА

Начальник відділу 1630

Семен КРУКОВСЬКИЙ

ЗАТВЕРДЖУЮ
Проректор з науково-педагогічної роботи
Національного університету «Львівська політехніка»
к.т.н., доцент О.Р.Давидчак

ДОВІДКА

**Про впровадження результатів дисертаційного дослідження
ГАЙДУЧКА ВОЛОДИМИРА ГРИГОРОВИЧА**

**на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю
05.27.01 – Твердотільна електроніка**

**Тема : ФОРМУВАННЯ ТОНКОПЛІВКОВИХ СТРУКТУРНА ПОЛЯРНИХ ГРАНЯХ
КРИСТАЛІВ LiNbO_3**

Результати дисертаційної роботи Гайдучка В.Г. «Формування тонкоплівкових структурна полярних гранях кристалів LiNbO_3 » є актуальними дослідженнями активних середовищ з точки зору побудови на їх основі ефективних приладів, що використовують оптичні, сегнето- та піроелектричні властивості. Роботи проводилися в тому числі в лабораторіях кафедри напівпровідникової електроніки та кафедри електронної інженерії Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки. При безпосередній участі дисертанта виконувалися науково-дослідні роботи кафедр: НДР ДБ/ЕМШ «Модифікація та оптимізація функціональних властивостей активних елементів пристроїв на основі складних оксидних кристалів для лазерних систем діапазону 1,3...1,5 мкм» (№ 0116U004134, 2016-2017 рр.), НДР ДБ/Межа «Роль дефектів, дифузійних процесів та зовнішніх впливів у формуванні оксидних гетерогенних систем для функціональної електроніки» (№ 0118U000273, 2018-2020 рр.), а також «MEGA» «Випромінювачі без важких металів для джерел світла нового покоління» (№ 823720, 2020-2023 рр.) в рамках міжнародних проєктів RISE - MSCA програми «Горизонт».

Окремі результати досліджень, які стосуються особливостей вакуумного нанесення металевих та діелектричних тонкоплівкових покриттів на активні елементи оптико-акустоелектронних приладів, дисертанта Гайдучка В.Г. застосовуються при виконанні вище перелічених проєктів, та у навчальному процесі НУ «Львівська політехніка» при викладанні курсу дисциплін «Функціональна електроніка», «Квантова електроніка та лазерна техніка», «Матеріали та структури наноелектроніки», «Матеріали електронної техніки», та при проведенні практичних занять зі студентами кафедри Напівпровідникової електроніки на базі дільниці напилювання тонких плівок в Науково-виробничому підприємстві «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ».

Довідка видана для подання за місцем захисту дисертації.

Завідувач кафедри Напівпровідникової електроніки
д.т.н., професор

А.О.Дружинін

Завідувачка кафедри Електронної інженерії
д.т.н., професор

І.Я. Яремчук

22. 03. 2024 р.

ДОВІДКА

про наукову значимість, практичне застосування і впровадження результатів експериментальних досліджень в рамках дисертаційної роботи ГАЙДУЧКА ВОЛОДИМИРА ГРИГОРОВИЧА, начальника відділу фізики і технологій монокристалів складних оксидів НВП «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ» ДП ПрАТ «Концерн – Електрон»

Наше підприємство проводить роботи в інтересах розробників та виробників бронетанкової техніки нового покоління - автоматизованих цифрових оптико-електронних систем виявлення лазерного опромінювання та захисту від ураження. Одним з ключових компонентів розроблюваних систем є грубий та точний приймачі імпульсного лазерного опромінення, для яких в якості чутливого елемента передбачена заміна застарілих фотоприймачів на широкосмугові одно- та багатокомпонентні піроелектричні приймальні модулі на основі монокристалів ніобату та танталату літію. Для дослідження технічних характеристик цих систем необхідне використання лазерів з модульованою добротністю, які здатні формувати короткий та потужний лазерний імпульс. Цей імпульс можна сформувати за допомогою активних та пасивних модуляторів добротності з монокристалів ніобату літію, що розміщуються в резонаторі лазера. Роботи з дослідження та випробування експериментальних взірців піроелектричних модулів, виготовлених в НВП «Електрон-Карат», уже були проведені на нашому підприємстві. За умови доопрацювання і покращення технічних характеристик, наше підприємство буде готове впровадити у власні розробки та бути потенційним споживачем піроелектричних приймальних модулів та модуляторів добротності.

Тому вважаємо, що результати досліджень, які наведені в дисертаційній роботі Гайдучка В.Г. «Формування тонкоплівкових структур на полярних гранях кристалів LiNbO_3 » представляють науковий та практичний інтерес для використання в перспективних оптико-електронних системах, та створення активних елементів з підвищеними якісними характеристиками.

Довідка видана для подання за місцем захисту дисертації.

Генеральний директор
ПП „НВП „Спаринг-Віст Центр“

Ростислав СМУК



ПП „НВП „Спаринг-Віст Центр“
Україна, 79026, м. Львів, вул. Володимира Великого, 33
тел.: (032) 2421515, факс: (032) 2422015
e-mail: market@ecotest.ua, www.ecotest.ua