

Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Інститут прикладної фізики Національної академії наук України
Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка
Фізико-математичний факультет



СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ

МАТЕРІАЛИ
I Міжрегіональної науково-практичної конференції
молодих учених

19-20 квітня 2012 року

м. Суми

УДК 53:004(08)

ББК 22я43

М 34

Рекомендовано до друку вченою радою фізико-математичного факультету
Сумського державного педагогічного університету ім.А.С.Макаренка

Упорядники: **Завражна О.М.**, кандидат фізико-математичних наук
Лебедь О.А., кандидат фізико-математичних наук

Рецензенти:

Салтикова А.І., кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

Мороз І.О., кандидат технічних наук, в.о. професора кафедри експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ імені А.С. Макаренка

М 34 Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики //
Матеріали I Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих
учених, м. Суми, 19-20 квітня 2012 р. / За ред. О.М. Завражної, О.А.Лебедя
– Суми: СумДПУ ім.А.С.Макаренка, 2012. – 80 с.

У збірнику подані матеріали I Міжрегіональної науково-практичної конференції молодих учених «Сучасні проблеми експериментальної та теоретичної фізики». У тезах і статтях представлено результати теоретичних і експериментальних досліджень.

Для наукових співробітників, викладачів навчальних закладів освіти, аспірантів та студентів.

Матеріали подаються в авторській редакції.

Відповідальність за достовірність інформації, автентичність цитат, правильність фактів, посилань несуть автори.

© СумДПУ, 2012

ЗМІСТ

Астапович Д.О.	6
ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПУЧКА АНТИПРОТОНІВ У ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ В НАКОПИЧУВАЛЬНОМУ КІЛЬЦІ NESR З ВИКОРИСТАННЯ ВЕТАСОOL.....	6
Ісаєв М.В.	11
ПОШАРОВИЙ АНАЛІЗ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ВТОРИННО-ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ.....	11
Квашко К.В.....	17
ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИХ ЕФЕКТІВ У ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛАХ	17
Пасько О.М.....	20
ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ КОМПЗИТУ НА ОСНОВІ ЕПОКСИДНОЇ СМОЛИ ТА ДРІБНОДИСПЕРСНОГО ЗАЛІЗА ВІД ТЕРМІЧНОГО ВИДОВЖЕННЯ	20
Салтикова А.І., Кулик Т.Г.....	25
ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОІОННОГО МАССПЕКТРОМЕТРА З КОМП'ЮТЕРНИМ УПРАВЛІННЯМ	25
Сидоренко С.І.....	29
ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БУДІВЕЛЬНИХ КЕРАМІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ	29
Баштова А.І.	33
ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ	33
Бойко Н. О.	35
ДОСЛІДЖЕННЯ ІЗОТОПНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ВТОРИННОЇ ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ	35
Бойченко О.В.....	38
ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК ..	38
Вакула В.О.....	40
РОЗРАХУНОК КОЕФІЦІЄНТІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ МОДЕЛЬНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ	40
Вершинский С.А., Бугай А.Н., Захарец М.И., Денисенко В.Л., Сторижко В.Е.	42
ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ	42
Внученко А.А.....	44
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ	44

Дрозденко М.О.....	46
ВИЗНАЧЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ УСТАНОВОК РЕНТГЕН-ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛІЗУ	46
Дяченко М. М.....	48
ЕЛЕКТРИЧНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ЗАМАГНІЧЕНОЇ ЕЛЕКТРОННОЇ ПЛАЗМИ В ЛІНІЙНОМУ НАБЛИЖЕННІ ЗА ТЕМПЕРАТУРОЮ	48
Жовкльий В.Ю., Дудник А.Б., Бугай А.Н.....	50
СПЕКТРОМЕТР ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ	50
Костюченко В.В.	52
ЕЛЕКТРОВИБУХОВИЙ МЕТОД НАНЕСЕННЯ ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ	52
Крамченков А.Б., Захарець М.І., Денисенко В.Л., Сторіжко В.Ю.....	53
ДОСЛІДЖЕННЯ ВМІСТУ ВОДНЮ В МАТЕРІАЛАХ МЕТОДОМ ERDA	53
Люльченко С.О.....	55
КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ ЗАМАГНІЧЕНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЗАДАЧІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ	55
Мамай О.К.....	57
СКАНУЮЧА ЗОНДОВА МІКРОСКОПІЯ ЯК МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПОВЕРХНІ МАТЕРІАЛІВ	57
Мідловець К. О.	58
ФІЗИЧНА КАРТИНА СВІТУ	58
Недорешта В.М.	60
ВПЛИВ ІНТЕНСИВНОГО ІМПУЛЬСНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА КОМПТОН-ЕФЕКТ.....	60
Новак О. П.....	61
ІМОВІРНІСТЬ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КАСКАДІВ.....	61
Падусенко Е.А., Рощупкин С.П.	63
НЕРЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА МИООНЕ В ДВУХМОДОВОМ ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ.....	63
Пономарьов А.О.	66
НЕОДНОРІДНІСТЬ ІОННОГО ПУЧКА В ПОЧАТКОВИХ ПРОЦЕСАХ ЙОГО ФОРМУВАННЯ В ЯДЕРНОМУ МІКРОЗОНДІ	66
Ребров О.В.....	67
ФОРМУВАННЯ ПРЕЦИЗІЙНИХ ПУЧКІВ ІОНІВ MeV НИХ ЕНЕРГІЙ У РЕЖИМІ ПОДИНОКИХ ІОНІВ	67

Рибалка І.О.	68
ЗАРОДЖЕННЯ КІНЕТИКИ І ГЛОБАЛЬНИХ ЗВ'ЯЗКІВ У РЕАКЦІЙНО-ДИФУЗНИХ СИСТЕМАХ	68
Станіславов О.С., Бугай О.М.	69
ФУНКЦІЯ РОЗПОДІЛУ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В КІЛЬКІСНОМУ ЕЛЕКТРОННО-ЗОНДОВОМУ МІКРОАНАЛІЗІ	69
Сіренко В.В.	71
ЗАСОБИ ІКТ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ І ЯВИЩ	71
Синяговська Ю.	72
СУЧАСНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	72
Терещенко А.М.	73
ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ .	73
Терещенко Д.І.	74
СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ РОЗВИТКУ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ УКРАЇНИ	74
Хелемеля О.В.	75
ВТРАТИ ВАЖКОЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ЕЛЕКТРОННІЙ ПЛАЗМІ	75
Чубенко А. І.	77
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АДГЕЗІЙНОЇ МІЦНОСТІ СИСТЕМИ СО / ПОЛІАМІД	77

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПУЧКА АНТИПРОТОНІВ У ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ В НАКОПИЧУВАЛЬНОМУ КІЛЬЦІ HESR З ВИКОРИСТАННЯ ВЕТАСОOL

Одним із найбільш складних і захоплюючих завдань сучасної фізики є досягнення повного кількісного розуміння сильної взаємодії, яка є предметом адронної фізики. Значний прогрес був досягнутий за останні кілька років завдяки значним досягненням в експерименті та теорії. Нові експериментальні результати стимулювали дуже інтенсивну теоретичну діяльність і уточнення теоретичних інструментів.

Тим не менш, є багато принципів питань, які залишаються, в основному, без відповіді. Такі явища, як теорія конфайнмента кварків, існування глюболів і гібридів, походження маси адронів в контексті порушення киральної симетрії, – і представляють інтелектуальний виклик у нашому прагненні зрозуміти природу сильної взаємодії й адронної матерії.

Експериментальні дослідження структури адронів можуть бути виконані за допомогою різних зондів, наприклад, електронних, піонних, каонних, протонних і антипротонних. В силу своїх особливих властивостей антипротони є відмінним інструментом для вирішення вище названих питань [2].

Одним з проектів, який займається даними проблемами, є міжнародний проект з дослідження антипротонів і іонів – Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR, GSI, Німеччина).

Найбільш складною ланкою FAIR є антипротонне накопичувальне кільце High Energy Storage Ring (HESR) разом з експериментальною установкою PANDA (Antiproton Annihilations at Darmstadt). Програма досліджень для PANDA включає кілька основних цілей, що стосуються вивчення структури адронів, проведення спектроскопії низки рідкісних розпадів і прецизійної рентгенівської спектроскопії гіперядер, дослідження питання про порушення CP-інваріантності.

HESR має ряд переваг у порівнянні з іншими прискорювально-накопичувальними установками, у тому числі – висока інтегральна світність за рахунок використання внутрішньої мішені.

З іншого боку, вихід на запланований режим роботи в подібному накопичувальному кільці прямо залежить від виконання жорстких вимог до параметрів пучка. Звідси при тривалій еволюції частинок ($\sim 10^9$ оборотів) слід враховувати внесок нелінійних ефектів вищих порядків, оскільки навіть малі нелінійні обурення можуть привести до небажаних наслідків таких, як:

- 1) зростання емітанса та зниження світності, пов'язаних із взаємодією частинок в пучку та на мішені;
- 2) зменшення динамічної апертури і втрат частинок внаслідок перетину структурних резонансів.

Таким чином, дослідження нелінійної динаміки заряджених частинок являє собою актуальну проблему при спорудженні HESR.

За вісімдесятирічну історію створення циклічних прискорювачів від першого циклотрона 1931 року до сучасних прискорювально-накопичувальних комплексів була розвинена велика теорія прискорювачів і в міру ускладнення завдань створена відповідна база для дослідження нелінійної динаміки пучків заряджених частинок. Розвиток методу комп'ютерного моделювання почався порівняно недавно. Створення

програмного пакету BETACOOL, як основної програми для розрахунку різних характеристик пучка заряджених частинок (наприклад, емітанса), пов'язане з іменами І.М. Мешкова, А.О. Сідоріна, А.В. Смирнова, Г.В. Трубникова, Р. Півіна, В.Пархомчука.

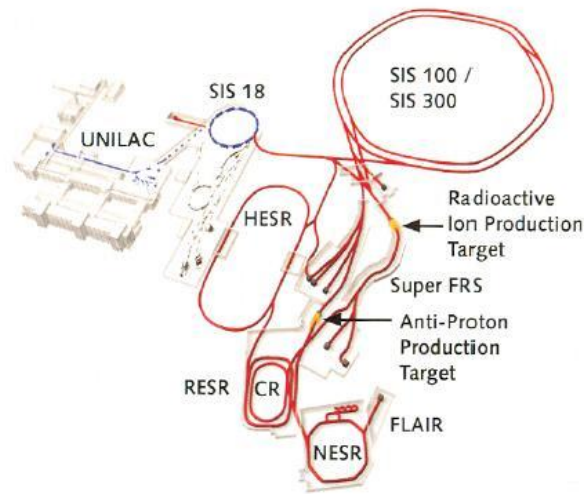


Рис.1 Схематичне зображення GSI можливостей, а також FAIR, який складається з двох синхротронів (SIS100/SIS300), виробничі мішені для пучків радіоактивних іонів і антипротонів, фрагменту сепаратора (Super-FRS), колектора і кулера подвійного кільця (CR і RESR) і двох центральних накопичувальних кілець (HESR і NESR).

Торкаючись методів дослідження динаміки пучка заряджених частинок, в першу чергу слід відзначити методи математичного і комп'ютерного моделювання і чисельного експерименту.

Зазвичай дія електронного охолодження на динаміку іонів в накопичувальному кільці описується за допомогою кількох стандартних спрощень:

1. Кутове відхилення ліній поздовжнього магнітного поля істотно менше, ніж кутове розсіяння іонного пучка.
2. Поперечний зсув іонів в секції охолодження істотно менший, ніж радіус електронного пучка.
3. Температура іонного пучка істотно більша, ніж у електронів, тому дифузією іонів в електронному пучку можна знехтувати.
4. Електронний пучок має круглу форму поперечного перерізу і рівномірний розподіл густини в радіальному напрямку

Якщо особливих заходів обережності не прийняти, то електронне охолодження призведе до зниження поперечного емітанса нижче потрібного значення. Це зробило б розмір антипротонного пучка на мішені занадто малим, а також збільшило розкид імпульсу через внутріпучкове розсіяння.

Тому існує три методи стабілізації емітанса:

1. Використання "порожнього" електронного пучка;
2. Застосування білого шуму в поперечних ступенях свободи;
3. Навмисний зсув ("нахил") електронного пучка по відношенню до пучка антипротонів [9, 46].

Розширення методу електронного охолодження в області енергії електронів в декілька МеВ пов'язано з високочастотним прискоренням електронів. У цьому випадку можна чекати на розподіл Гауса електронів в радіальній площині, а в разі якщо електронний пучок коротший за іонний, то і в поздовжньому напрямку. Розрахунок часу охолодження в цьому випадку вимагає модифікації як моделі електронного пучка, так і бази фізичної моделі.

Інші очікувані особливості системи охолодження енергії пов'язані з великою довжиною секції охолодження – до 20–50 метрів. Отримання дуже високої точності магнітного поля - складна технічна задача. Тому, перш ніж соленоїд буде приведений в дію, необхідно досліджувати вплив кривизни ліній магнітного поля на процес охолодження.

Для вирішення всіх проблем, пов'язаних з процесом моделювання охолодження ієрархії об'єктів, і був розроблений програмний пакет ВЕТАСООЛ.

Основна мета програми – моделювання довготривалих процесів (порівняно з періодом обертання іонів), що ведуть до зміни функції розподілу іонів в шестимірному фазовому просторі. Рух іонів у накопичувачі передбачається стійким і розглядається в лінійному наближенні.

Ця програма призначена для моделювання динаміки іонних пучків в накопичувальних кільцях при наявності ефектів охолодження і нагріву пучка.

ВЕТАСООЛ складається з двох незалежних частин: фізичної – коду, написаного в стандарті мови C++, й інтерфейсної частини, що працює тільки під керуванням операційної програми Windows. Взаємодія між двома частинами проходить за допомогою файлів трьох типів: вхідних, вихідних і файлів для керування процесом моделювання. Всі вхідні та вихідні файли мають текстовий формат і можуть редагуватися без інтерфейсу [7, 22].

У програмі реалізовано три алгоритми для моделювання зміни функції розподілу іонів:

- 1) моделювання динаміки середньоквадратичних (RMS) параметрів функції розподілу;
- 2) моделювання зміни функції розподілу з використанням методу Монте-Карло (алгоритм «модельний пучок»);
- 3) багаточастинковий траєкторний аналіз (алгоритм «трекінг») на основі техніки молекулярної динаміки.

Структура основних об'єктів програми ВЕТАСООЛ, зокрема моделі накопичувального кільця й іонного пучка, розроблена таким чином, що можливе використання всіх трьох алгоритмів для одних і тих самих вхідних параметрів.

Фізична модель, використовувана в алгоритмі моделювання RMS-параметрів, заснована на наступних припущеннях:

- 1) іонний пучок має розподіл Гауса по всіх ступенях свободи, і вид розподілу не змінюється в процесі еволюції;
- 2) максимум всіх функцій розподілу збігається з рівноважною орбітою [7, 18].

Моделювання охолодження ґрунтується на розрахунку сили тертя в системі спокою частинки. Сила тертя може бути розрахована відповідно до однієї з аналітичних моделей з бібліотеки або з використанням результатів чисельних розрахунків, імпортованих із зовнішнього файлу. Наступний крок моделювання пов'язаний з кулером, представленим у вигляді карти. Вона перетворює координати частинок з входу на вихід секції охолодження і розраховує ймовірність втрат іонів. Розрахунок кулер-карти заснований на моделі електронного пучка.

Кулер-карта може бути використана безпосередньо в рамках алгоритму молекулярної динаміки. Також на основі карти можна розрахувати імпульс удару іонів після проходження секції охолодження, необхідної для моделювання еволюції іонного розподілу в рамках алгоритму «Модель пучка». Кулер-карта використовується і для розрахунку швидкості охолодження, необхідної для моделювання динаміки RMS. Розрахунок швидкості охолодження може бути виконаний з використанням двох моделей іонного пучка - швидкість охолодження для "RMS частинка" або швидкості охолодження для іонного пучка з розподілом Гауса по всіх ступенях свободи [7, 20].

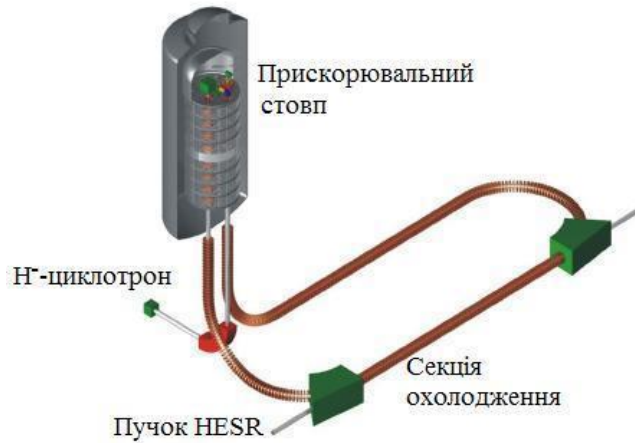


Рис.2 Система електронного охолодження в HESR.

Еволюція параметрів іонного пучка при його русі всередині накопичувача описана за такою системою з чотирьох диференціальних рівнянь [8, 7]:

$$\begin{cases} \dot{N} = N \sum_j \frac{1}{\tau_{life,j}} \\ \dot{\epsilon}_i = \epsilon_i \sum_j \frac{1}{\tau_{i,j}} \end{cases},$$

де N є число частинок, ϵ_i є середнім значенням фазового об'єму пучка (індекс i відповідає ступеню свободи). Для поперечних ступенів свободи ϵ_i відповідає еміттансу пучка:

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_v}{dt} &= \epsilon_v \sum_j \frac{1}{\tau_{v,j}}, \\ \frac{d\epsilon_h}{dt} &= \epsilon_h \sum_j \frac{1}{\tau_{h,j}}. \end{aligned}$$

де ϵ_h , ϵ_v - середньоквадратичні значення горизонтального і вертикального еміттансів пучка відповідно.

Для поздовжніх ступенів свободи, він задається наступним виразом:

$$\epsilon_{ion} = \begin{cases} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2, & \text{розпущений пучок} \\ \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \frac{1}{\Omega_s^2} \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)\right]^2, & \text{згрупований пучок} \end{cases}.$$

Програмою BETACOOL пропонується розрахунок одного з 4 видів еміттанса:

- 1) Root Mean Square (середньоквадратичний еміттанс - передбачається при 1 сигма гауссова розподілу частинок);
- 2) Курант-Снайдер (коли еміттанс розраховується через інваріанти Курант-Снайдера);
- 3) повна ширина на половині висоти (еміттанс відповідає частинкам в повну ширину на піввисоті розподілу);
- 4) закриті відсотки (еміттанс займає вказаний відсоток частинок пучка) [8].

Характерні часи є функціями трьох еміттансів і числа частинок, і мають додатній знак для процесів нагріву і від'ємний – для процесів охолодження. Негативний знак характерного часу життя означає втрату частинок, позитивний знак можливий у разі збільшення числа частинок при інжекції. Результат моделювання представляється у вигляді залежностей еміттансів і числа частинок від часу [9, 47]:

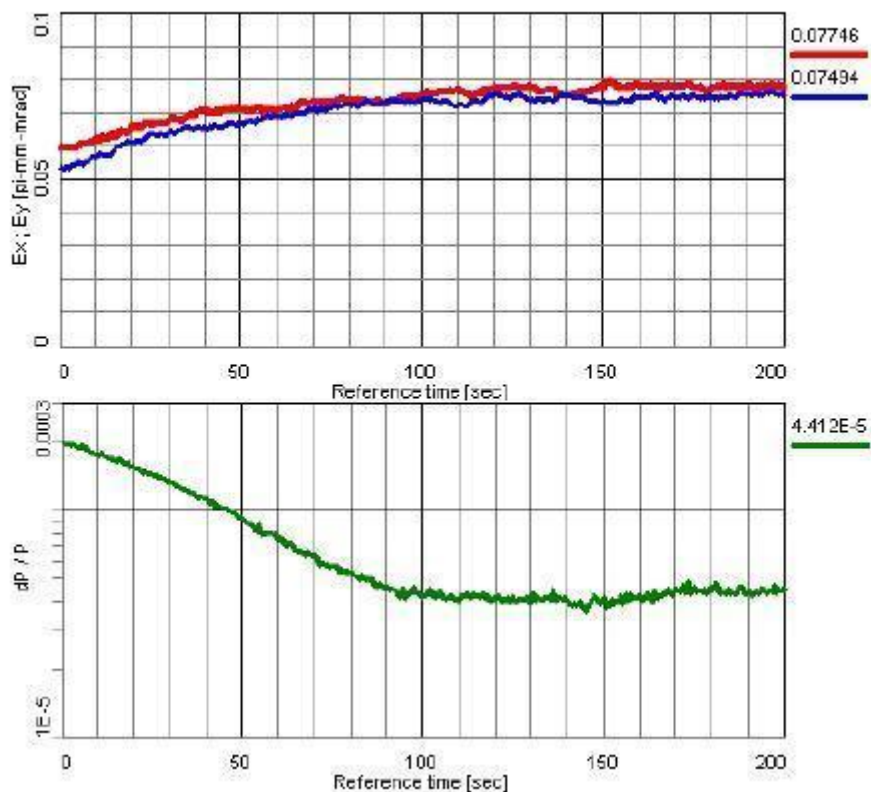


Рис.3-4: Розрахунок еволюції пучка в процесі електронного охолодження й внутріпучкового розсіяння: горизонтальний і вертикальний емітанса і розкид імпульсу пучка 10^{10} антипротонів з енергією 8,9 Гев/с.

Адекватність математичної моделі досліджуваного фізичного об'єкта, пучка заряджених частинок, що рухається в електромагнітних полях накопичувача (прискорювача), підтверджується як накопиченими теоретичними знаннями, так і досвідом реалізації подібних складних технічних пристроїв. Комп'ютерне моделювання та обчислювальний експеримент є невід'ємною частиною конструювання сучасної прискорювальної техніки, істотно знижуючи тимчасові витрати.

Практична цінність пов'язана з використанням результатів роботи при проектуванні прискорювально-накопичувального кільця HESR в проєкті FAIR, в основу конструкції якого покладена розроблена теорія «резонансних» магнітооптичних структур.

Література

1. Alekseev N. et al. Project of TWAC Electron Cooler // Physica Scripta. – 2003. – V.T104. – P. 160-163.
2. Bettoni Diego The PANDA Experiment at FAIR. – Proceedings of the CHARM 2007 Workshop, Ithaca, NY. – August 5-8, 2007.
3. Lavrentev A., Meshkov I. The computation of electron cooling process in a storage ring. – JINR Preprint E9-96-347. – Dubna, 1996.
4. Lehrach A., Boine-Frankenheim O., Hinterberger F., Maier R., and Prasuhn D. Beam performance and luminosity limitations in the High-Energy Storage Ring (HESR).
5. Meshkov I. et al. Computer simulation of ECOOL and IBS process in ACR and DSR using BETACOOOL program. – Preprint RIKEN-AF-AC-21. – 2000.
6. Meshkov I. et al. Electron cooling application for luminosity preservation in an experiment

- with internal targets at COSY. – Institut für Kernphysik. – 2003.
7. Meshkov I., Sidorin A., Smirnov A., Syresin E., Trubnikov G., Zenkevich P. Numerical simulation of particle dynamics in storage rings using BETACOOOL code. –Proceedings of RuPAC XIX. – Dubna, 2004.
 8. Meshkov I., Sidorin A., Smirnov A., Trubnikov G., Pivin R. BETACOOOL Physics Guide for simulation of long term beam dynamics in ion storage rings (since 1995). – Dubna, 2007.
 9. Reistad D., Galnander B., Rathsman K., A. Sidorin, Calculations on High-energy electron cooling in The HESR. – Proceedings of COOL 2007, Bad Kreuznach, Germany.
 10. Syresin E. et al. S-LSR low ion energy mode. – Preprint NIRS HIMAC-086. – 2004.
 11. Мешков И. Н., Пивин Р. В., Сидорин А. О., Смирнов А. В., Трубников Г. В. Численное моделирование динамики частиц в накопителях с использованием программы BETACOOOL // Письма в ЭЧАЯ. – 2006. – Т.3, №7(136). – С.84-88.

Анотація. Астапович Д.О. Використання програмного пакету BetaCOOL для визначення еміттанса пучка антипротонів у процесі електронного охолодження в накопичувальному кільці HESR. Сьогодні чисельне моделювання динаміки частинок в накопичувальних кільцях є одним з ключових у фізиці прискорювачів. Програмний пакет BETACOOOL був створений для моделювання параметрів пучка при наявності електронного охолодження, яке зможе допомогти вирішити проблеми, пов'язані з іншими різними параметрами пучка (наприклад, еміттанс).

Ключові слова. Betacool, HESR, електронне охолодження, еміттанс.

Аннотация. Астапович Д.А. Использование программного пакета BetaCOOL для определения эмиттанса пучка антипротонов в процессе электронного охлаждения в накопительном кольце HESR. Сегодня численное моделирование динамики частиц в накопительных кольцах является одним из ключевых в физике ускорителей. Программный пакет BETACOOOL был создан для моделирования параметров пучка при наличии электронного охлаждения, которое поможет решить проблемы, связанные с другими различными параметрами пучка (например, эмиттанс).

Ключевые слова. Betacool, HESR, электронное охлаждение, эмиттанс.

М.В. Ісаєв

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н., доцент Салтикова А.І.*

ПОШАРОВИЙ АНАЛІЗ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ВТОРИННО-ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ

Характеристика методу

Вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) або іонний мікроаналіз є одним із сучасних фізичних методів дослідження тонких плівок та поверхні твердого тіла. Він ґрунтується на зондуванні досліджуваного зразка пучком прискорених іонів (здебільшого інертних газів), кінетична енергія яких становить 1–20 кеВ. Ці іони називаються первинними. В результаті їхньої взаємодії зі зразком відбувається декілька видів випромінювання, кожне з яких може бути використане для аналізу складу речовини мішені. У методі ВІМС для аналізу хімічного складу речовини використовуються позитивно або негативно заряджені іони, або нейтральні атоми

мішені. Простіше використовувати іони, так як для реєстрації нейтральних атомів потрібно додатково мати обладнання для їхньої іонізації.

Промислові установки ВІМС складаються з таких основних блоків: джерела первинних іонів, пристрою для установки аналізованих зразків, електростатичних лінз, що витягують вторинні іони, мас-аналізатора для вторинних іонів і системи реєстрації (приймача) вторинних іонів. На рис.1 зображена принципова схема методу ВІМС. Розглянемо принцип її дії. Досліджуваний зразок уводиться через шлюз і розміщується на маніпуляторі у вакуумній камері. Вакуум бажано створити надвисокий. Зразок бомбардується пучком первинних іонів, які вибивають з його поверхні нейтральні атоми, позитивно і негативно заряджені іони. Вторинні іони, вибиті з мішені, збираються системою електростатичних лінз, фокусуються у вузький пучок і направляються в мас-аналізатор, де відбувається їхній розподіл на пучки іонів з однаковою масою (точніше, з однаковим відношенням маси іона m до його електричного заряду q).

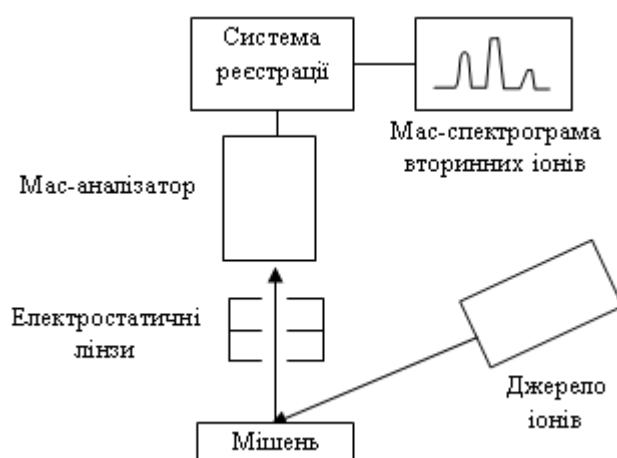


Рис. 1. Принципова схема методу ВІМС [2]

Відношення m/q позначають через M і називають масовим числом іона, вимірюючи при цьому заряд іона q не в кулонах, а в зарядах електрона e ($q = 1, q = 2$ тощо). Як правило, електричні параметри роботи джерела іонів добирають такими, щоб в основному в джерелі іонів виникали однозарядні іони. Тоді маса такого іона m збігається з його масовим числом M . Нарешті, після розділення групи іонів з однаковим відношенням m/q потрапляють у систему реєстрації, де створюють іонні струми, величина яких пропорційна кількості іонів у відповідному пучку. Спочатку ці струми підсилюються, а потім реєструються або за допомогою електронного самописного приладу, або, пройшовши цифрову обробку в АЦП (аналого-цифровий перетворювач), за допомогою персонального комп'ютера [2]. На виході одержуємо мас-спектр, нанесений на папір, якщо реєстрація відбувалася за допомогою самописця, або виведений на екран монітора, якщо реєстрація відбувалася за допомогою персонального комп'ютера. Мас-спектр є набором спектральних піків, що визначають масу іонів елементів речовини і створюваний ними струм. В якості прикладу на рис.2 подано мас-спектр вторинних іонів, одержаних при бомбардуванні зразка Fe.

Оскільки бомбардування досліджуваного зразка первинними іонами призводить до розпилення мішені, то метод ВІМС, крім якісного і кількісного аналізу, дозволяє здійснювати ще й пошаровий аналіз. Підбираючи енергію зондуючих іонів і примусивши їх рухатися по поверхні мішені, можна пошарово її стравлювати й одночасно аналізувати за допомогою мас-спектрометра хімічний склад розпиленої речовини, тобто одержувати інформацію про розподіл елементів за глибиною зразка.

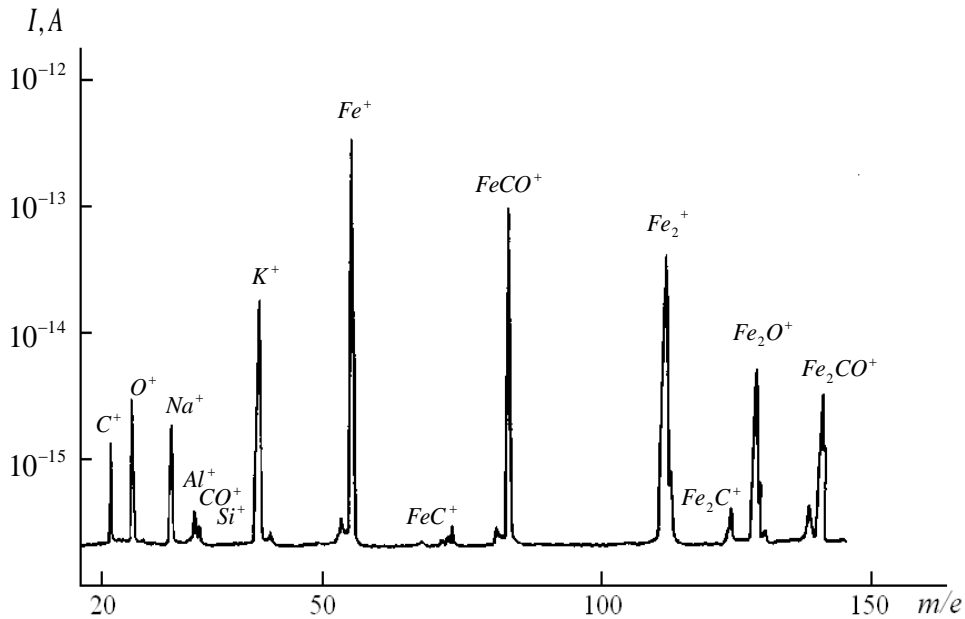


Рис.2. Мас-спектр Fe [1]

Придатність методу ВІМС для проведення пошарового аналізу разом з його високою чуттєвістю до більшості елементів робить його провідним методом для вивчення тонких плівок, іонної імплантації та дифузії [3].

Методика пошарового аналізу методом ВІМС досить проста. Необхідно налаштувати мас-спектрометр на пік, що відповідає елементу, який аналізується, і записати зміну висоти піка в залежності від часу іонного розпилення. Висота піка пропорційна концентрації, а час розпилення — глибині шару. Якщо відомо співвідношення між цими величинами, то можна побудувати концентраційний профіль.

На точність результатів пошарового аналізу методом ВІМС негативний вплив має ряд інструментальних і фізичних факторів. Їх вплив обмежують шляхом раціонального вибору конструкції приладу і регулюванням параметрів бомбардування мішені та збору вторинних іонів [4].

Найбільш суттєву похибку у результатах пошарового аналізу методом ВІМС створює негладкість дна кратера травлення, викликана неоднорідністю густини струму у перерізі первинного пучка. Якщо густина струму у перерізі пучка зондуючих іонів неоднакова, то розпилення поверхні у таких умовах не може бути рівномірним. У такому випадку, якщо зона, з якої поступає інформація, охоплює увесь переріз первинного пучка, то внесок у сигнал іонів з країв кратера буде викривляти профіль концентрації елемента (рис.3) [3].

Помилки такого типу усувають у ВІМС різними способами. Можна розфокусувати первинний пучок так, щоб його переріз був більшим аналізованої області, або за допомогою діафрагми виділити з пучка зондуючих іонів ділянку з однорідною густиною струму. Однак найбільш ефективним є метод електронного діафрагмування, схема реалізації якого представлена на рис.4. Сфокусований первинний пучок розкручують у растр по достатньо великій площі поверхні мішені так, щоб забезпечити в її центральній частині однорідну густина струму. У цьому випадку впливу стінок кратера уникають, вимиваючи детектор у ті моменти, коли пучок наближається до країв растра.

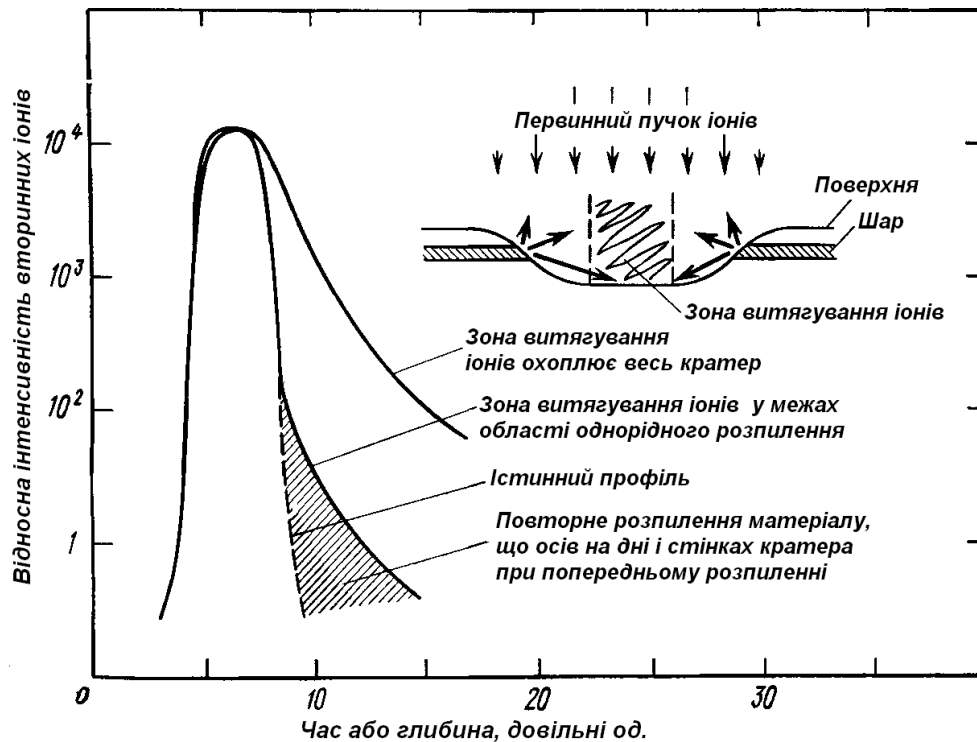


Рис.3. Приблизний профіль концентрації у приповерхневому шарі з вказаними деякими факторами, що призводять до викривлення профілю у порівнянні з істинним розподілом [3]

Ряд ефектів, що викликають помилки при одержанні профілю концентрації, пов'язані з характеристиками каскаду зіткнень, створюваного у зразку первинними іонами. Два таких ефекти — вплив середньої глибини виходу вторинних іонів і змішування атомів різних шарів. Вони у свою чергу залежать від енергії і кута падіння первинних іонів, атомного номера і маси бомбардуючих частинок і атомів мішені. Таким чином, профіль концентрації елементів залежить від кожного з цих параметрів.

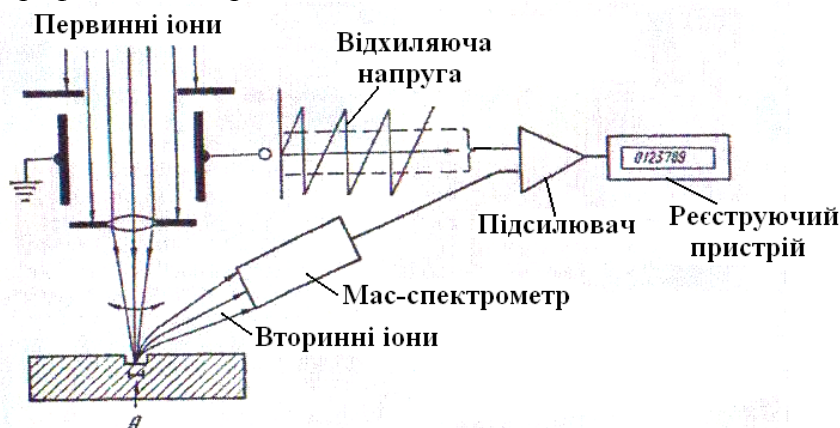


Рис.4. Схема електронної діафрагми [4]

На рис.5 демонструється вплив енергії первинних іонів на перемішування атомів різних шарів зразка. На ньому зображені профілі концентрації фосфора, одержані в результаті бомбардування іонами $^{16}\text{O}^+$ з енергією від 1,75 до 18,5 keV плівки Ta_2O_5 , на глибині 230 Å під поверхнею якої знаходився шар товщиною 50 Å, збагачений фосфором ^{31}P . Тут спостерігається помітне уширення профілю ^{31}P при збільшенні енергії іонів вище 4 keV. При енергії 18,5 keV профіль складається з двох чітко

виражених ділянок: профілю вихідного шару, збагаченого фосфором, і профілю розподілення атомів віддачі ^{31}P .

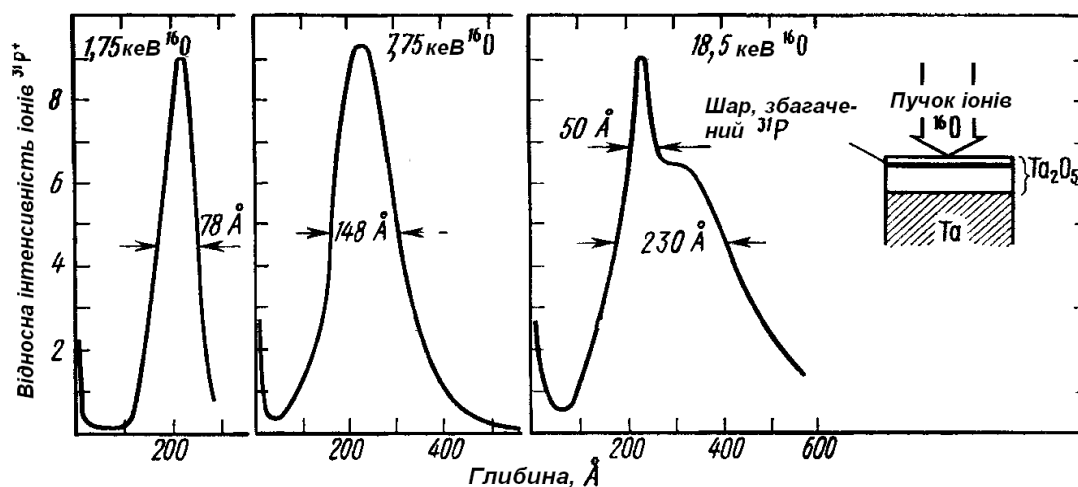


Рис.5. Профіль концентрації фосфора у плівці Ta_2O_5 , що містить під поверхню шар, збагачений атомами ^{31}P [3]

Крім того, уширення або зменшення крутизни профілю концентрації може відбуватися через дифузію елементів, яка викликана локальним підвищенням температури в області опромінення або електричним полем, що виникає в результаті зарядки поверхні первинним пучком. На рис.6 показані результати експерименту з вивчення міграції атомів Na у плівці SiO_2 , зумовленої зарядом поверхні іонним пучком. Бомбардування здійснювалось позитивними або негативними іонами кисню. Можна помітити, що утворення позитивного заряду на поверхні плівки при розпиленні іонами O^+ призводить до міграції Na до дна зразка. При опроміненні іонами O^- спостерігається протилежний ефект.

Крім вищезрозглянутих ефектів, викривлення форми профілю концентрації може викликати зворотнє осадження на мішені раніше розпиленої речовини: матеріал, розпилений з країв кратера, осідає на його дні (у тому числі на поверхні аналізованої зони) і потім знову розпилюється (рис.3). Аналогічне викривлення профілю викликає адсорбція залишкових газів.

Також до факторів, що викликають неточність результатів пошарового аналізу методом ВІМС, можна віднести топографію поверхні, чистоту і однорідність досліджуваного зразка, що в свою чергу залежить від його складу і фізичного стану [3].

Плівки Co/Cu/Fe/П (П підкладка) з товщиною шарів $d_{\text{Co,Fe}}=30$ нм та $d_{\text{Cu}}=10$ нм були отримані в вакуумній установці ВУП-5М (тиск газів залишкової атмосфери 10^{-4} Па) при кімнатній температурі. Конденсація плівок здійснювалася на діелектричні пластини ситалу. Для рекристалізації та активації процесів дифузії плівки з підкладками відпалювалися в надвисокому безмасляному вакуумі (10^{-6} – 10^{-7} Па) за температури $T_{\text{відп}}=700$ К впродовж 15 хвилин. Дослідження дифузійних процесів у тонкоплівкових системах проводилося методом ВІМС на приладі МС-7201 М.

Результати пошарового аналізу компонентів тришарової системи (рис.7) показали, що невідпалений зразок має незначну область взаємної дифузії. Зідно діаграми стану, дана плівкова система характеризується обмеженою розчинністю компонентів. Тому дана область може бути обумовлена конденсаційно-стимульованою дифузією та дифузією по межах зерен.

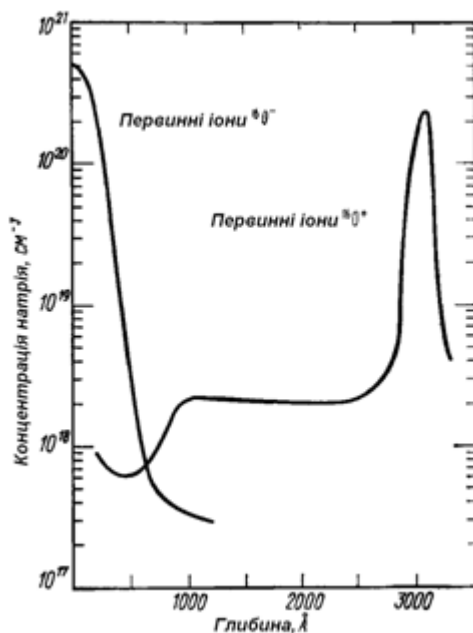


Рис.6. Міграція атомів натрію у плівці SiO₂ під впливом електричного поля [3]

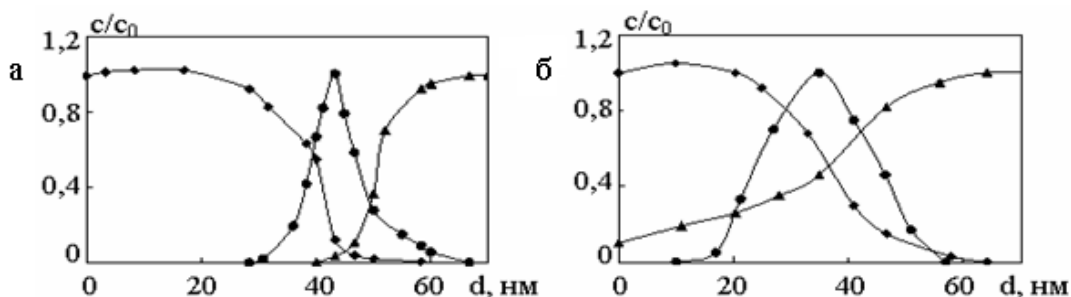


Рис. 7. Дифузійні профілі для плівок Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Fe(30 нм)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Fe) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

Дослідження дифузійних процесів у тришарових плівкових зразках Co/Cu/Fe/П

Термообробка зразка призвела до незначного подальшого проникнення атомів Co, Fe та Cu в сусідні шари, однак в цілому система залишилася тришаровою (рис.7б). Це можна пояснити незначною подальшою дифузією по межах зерен та відведенням атомів дифузанта з меж зерен в об'єм кристалітів. Слід відмітити, що однією з особливостей даних систем є здатність до утворення високодисперсних магнітних утворень (гранул) Co в немагнітній матриці Cu. Тому можливо, що у відпаленій плівці у немагнітному прошарку реалізується гранульований стан. Але можна говорити, що в даній системі значною мірою зберігається індивідуальність шарів після термообробки.

Література

1. Д. Вудраф, Т. Делчар. Современные методы исследования поверхности. М.: Мир, 1989. — 564 с.
2. В. Б. Лобода, В. С. Іваній, С. М.Хурсенко, В. С. Кшнякін, В. О. Кравченко, А. І. Салтикова, Ю. О. Шкурдода. Сучасні методи дослідження структури речовини. Суми: Університетська книга, 2010. — 259 с.
3. Методы анализа поверхностей. Под ред. А. Зандерны. М.: Мир, 1979. — 582 с.
4. В. Т. Черепин. Ионный микрозондовый анализ. К.: Наукова думка, 1992. — 344 с.

Анотація. Ісаєв М.В. Пошаровий аналіз твердих тіл методом вторинно-іонної мас-спектрометрії. Результати пошарового аналізу компонентів тришарової системи показали, що невідпалений зразок має незначну область взаємної дифузії. Згідно діаграми стану, плівкова система характеризується обмеженою розчинністю компонентів, що може бути обумовленим конденсаційно-стимулюваною дифузією та дифузією по межах зерен.

Ключові слова. Пошаровий аналіз, ВІМС, плівкові зразки Co/Cu/Fe/П.

Аннотация. Исаев Н.В. Анализ слоев твердых тел методом вторично-ионной масс-спектрометрии. Результаты анализа слоев компонентов трехслойной системы показали, что неотожженный образец имеет незначительную область взаимной диффузии. Согласно диаграммы состояния, пленочная система характеризуется ограниченной растворимостью компонентов, что может быть обусловлено конденсационно-стимулированной диффузией и диффузией по границам зерен.

Ключевые слова. Анализ слоев, ВИМС, пленочные образцы Co / Cu / Fe / П.

К.В. Квашко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
katya_kvashko@mail.ru*

Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.

ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИХ ЕФЕКТІВ У ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛАХ

1. ВСТУП

Історія використання людиною композиційних матеріалів (КМ) нараховує багато століть, а саме уявлення про композиційні матеріали запозичене в природі. В області фізики твердого тіла проблема дослідження магнітних властивостей ПКМ набула великого значення в зв'язку з їх широким використанням. Зокрема, ПКМ можуть ефективно використовуватися для створення магнітних екранів, пристроїв для запису інформації. Однією з невирішених завдань при цьому є повідомлення ПКМ досить високих магнітних властивостей без втрати еластичності і високих механічних характеристик. Поліпшити магнітні властивості можна шляхом введення значної кількості феромагнітних наповнювачів, однак при цьому спостерігається зниження інших фізико-механічних характеристик [2]. Наряду з цим дослідження магнітних властивостей ПКМ дозволить розкрити механізм зміни інших електрофізичних характеристик ПКМ, підданих ТМО. При дослідженні враховували, що магнітоопір ПКМ, температурна залежність намагніченості є структурно-чутливими

Сьогодні полімерні композиційні матеріали (ПКМ) широко використовуються починаючи з побуту і закінчуючи виробництвом космічної і авіаційної техніки.

Актуальність дослідження магніторезистивних ефектів зумовлена відсутністю експериментальних відомостей по магнітоопору ($\Delta R/R$) ПКМ. Дослідження магнітоопору ПКМ дає можливість судити про процеси намагнічування, вплив внутрішніх неоднорідних магнітних полів на рух електронів.

У даній роботі досліджувались зразки на основі епоксидної смоли ЕД-20 із різним масовим процентним вмістом заліза. Епоксидна смола відіграла роль полімерної матриці, а Fe – наповнювача. Такий вибір обумовлений тим, що смоли широко використовуються у машинобудівній промисловості, а залізо із-за його здатності до перенесення електричного струму є провідником.

Вимірювання магнітоопору ПКМ можна використовувати і для визначення ступеня затвердіння ПКМ. Тут використовується той факт, що електроопір у незатверділих або слабозатверділих ПКМ змінюється на кілька порядків, а ефект магнітоопору ПКМ становить меншу величину[1].

2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Технологія виготовлення зразка наступна. Зразки виготовлялися на основі епоксидної смоли ЕД-20 з отверджувачем ПЕПА. Наповнювачем служив дрібнодисперсний порошок заліза. Для дослідження було виготовлено серію зразків з різним масовим процентним вмістом наповнювача.

Спершу була приготовлена полімерна матриця (епоксидна смола з масовим вмістом отверджувача 10%). Потім у рідку епоксидну смолу додавали наповнювач у відповідній пропорції. Одержану суміш розлили у форми.

Було виготовлено 7 досліджуваних зразків, які містили: 10 мас.% Fe, 20 мас.% Fe, 40 мас.% Fe, 50 мас.% Fe, 70 мас.% Fe, 90 мас.% Fe, 100 мас.% Fe.

Після розливання по формах зразки застигали протягом 24 годин у магнітному полі. Потім вони шліфувалися для отримання рівних поверхонь і мали циліндричну, або тороїдальну, форму. Вимірювання магнітних характеристик ПКМ виконані за відомими методиками [2,3]. Вимірювання магнітних властивостей проводили в основному у напрямку магнітного поля обробки.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

В результаті проведення експериментальних досліджень для системи ЕД-20+Fe було отримано наступні результати.

Після виготовлення зразків і їх повного застигання протягом 24 годин було проведено вимірювання опору (рис.1). З рис.1 видно, що вимірювання R для зразків з різною концентрацією феромагнітного наповнювача показує, що магнітостатична взаємодія між частинками значно зростає з ростом концентрації, це в свою чергу призводить до зменшення опору, що значно вже спостерігається при 40% наповнювача. Це обумовлено нелінійною залежністю сил взаємодії між частинками від відстані між ними [1].

На рис.2 показано зміну опору зразків через 7 днів після виготовлення. Як видно з рис. 2 для зразків характерне зменшення опору, останнє можна пояснити зростанням стискаючих напружень, що діють на ланцюжки частинок, а також підвищенням модуля пружності полімерної матриці, а це в свою чергу, призводить до збільшення площі контактів, в результаті чого зростає провідність і зменшується опір.

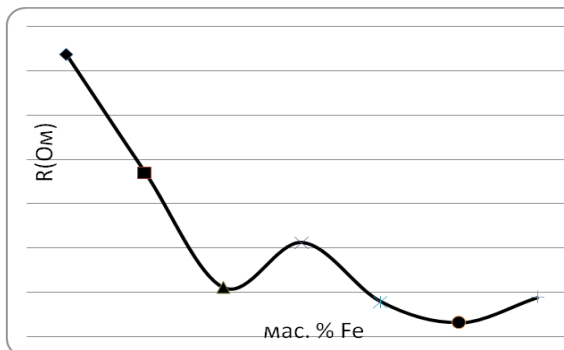


Рис. 1. Залежність опору ПКМ на основі ЕД-20 від вмісту феромагнітного наповнювача

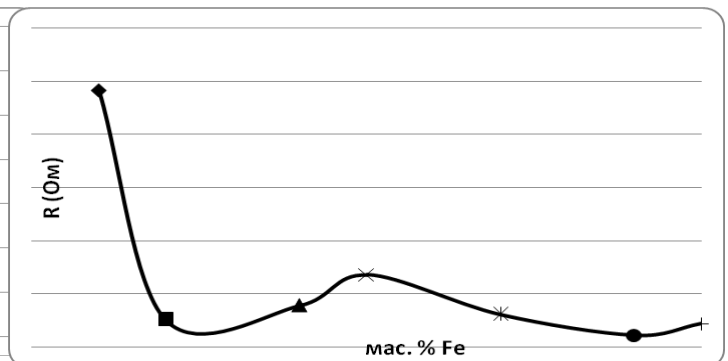


Рис. 2. Залежність опору ПКМ на основі ЕД-20 від вмісту феромагнітного наповнювача

На рис.3 показана залежність магнітоопору $\Delta R/R$ від напруженості магнітного поля для ПКМ на основі ЕД-20, що містить різну кількість феромагнітного наповнювача (Fe).

Збільшення концентрації феромагнітного наповнювача призводить до зростання магнітоопору.

На рис.4 показано зміну електричного опору ПКМ в подовжньому і поперечному магнітному полі. Як можемо спостерігати з графіка (рис.4), в перпендикулярному магнітному полі опір має більшу величину ніж в поздовжньому, це зумовлено тим, що площі контактів між частинками в першому випадку менші і це призводить до зменшення областей провідності і збільшення опору. У зразків з малими концентраціями наповнювача зміни опору в магнітному полі не спостерігалось, останнє пояснюється тим, що в затверділих зразках переорієнтації частинок не відбувається і між ними не можуть виникнути стискаючі напруги.

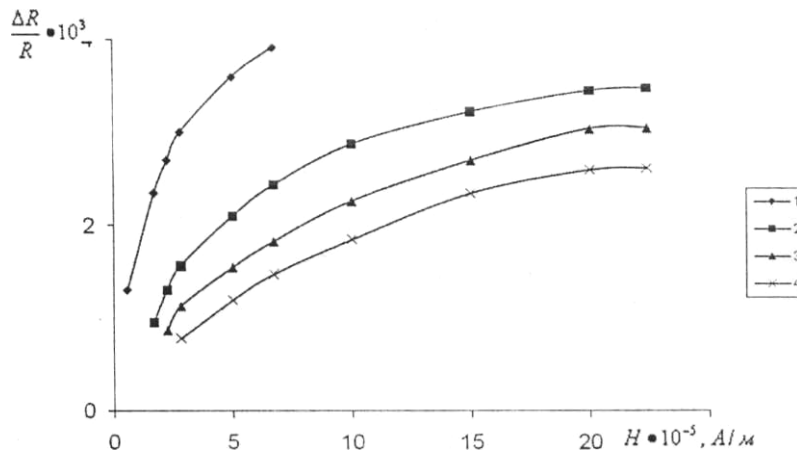


Рис. 3. Залежність магнітоопору від напруженості магнітного поля для ПКМ на основі ЕД-20, що містить Fe: 1 - ЕД-20 + 70 мас.% Fe; 2 - ЕД-20 + 40 мас.% Fe; 3 - ЕД-20 + 20 мас. % Fe, 4 - ЕД-20 + 10 мас.% Fe

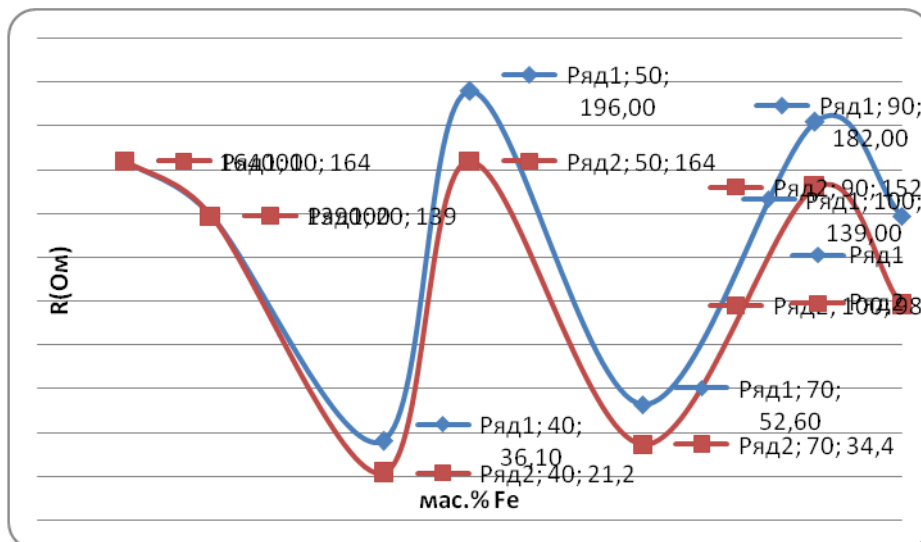


Рис. 4. Залежність опору затверділих ПКМ в подовжньому і поперечному магнітному полі: Ряд1 – перпендикулярне магнітне поле; Ряд2 – поздовжнє магнітне поле.

4. ВИСНОВКИ

Проведено ряд експериментальних досліджень по визначенню магніторезистивних ефектів у композиційних полімерних матеріалах. В результаті досліджень було встановлено наступне:

1. Властивості композиційного матеріалу залежать від концентрації наповнювача. Так для зразків ЕД-20+10% Fe і ЕД-20+20% Fe спостерігалось велике значення опору і по мірі збільшення концентрації наповнювача до 100мас.% Fe опір зменшувався, що можна пояснити зростанням стискаючих напружень, що діють на ланцюжки частинок, а також підвищенням модуля пружності полімерної матриці.

2. Особливістю залежності $\Delta R/R$ для ПКМ на основі ЕД-20, що містять Fe, є те, що в області невеликих полів поздовжній і поперечний магнітоопір має однаковий знак і зі збільшенням концентрації ферромагнітного наповнювача спостерігається зростання магнітоопору.

Література

1. Кирик Г.В., Новые композиционные материалы: монография/ Г.В. Кирик, В.Н. Радзиевский, А.Д. Стадник. –Сумы: Университетская книга, 2011. – 310с.
2. Стадник А.Д., Кирик Г.В., Полимерные композиты и нанокompозиты в магнитных полях: монография – Сумы: Университетская книга, издательство «Слобожанщина» 2005. – 240 с.
3. В.И. Чечерников, Магнитные измерения. –М.: Издательство Московского университета, 1969. – С. 202-214.
4. <http://www.polymerbranch.com/publ/view/33.html>
5. <http://ua-referat.com>

Анотація. Квашко К.В. Дослідження магніторезистивних ефектів у полімерних композиційних матеріалах. У роботі наведені результати дослідження магніторезистивних ефектів у полімерних композиційних матеріалах на основі епоксидної смоли ЕД-20 з ферромагнітним наповнювачем в залежності від намагніченості поля та концентрації магнітної фази.

Ключові слова: полімерні композиційні матеріали, магнітоопір, провідність, ферромагнетик.

Аннотация. Квашко К.В. Исследование магниторезистивных эффектов в полимерных композиционных материалах. В работе приведены результаты исследования магниторезистивных эффектов в полимерных композиционных материалах на основе эпоксидной смолы ЭД-20 с ферромагнитным наполнителем в зависимости от намагнитченности поля и концентрации магнитной фазы.

Ключевые слова: полимерные композиционные материалы, магнитосопротивление, проводимость, ферромагнетик.

О.М. Пасько

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми

Elena_PaskoNik@mail.ru

Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ КОМПОЗИТУ НА ОСНОВІ ЕПОКСИДНОЇ СМОЛИ ТА ДРІБНОДИСПЕРСНОГО ЗАЛІЗА ВІД ТЕРМІЧНОГО ВИДОВЖЕННЯ

ВСТУП

Полімерні композиційні матеріали (ПКМ) знайшли широке використання насамперед в авіаційно-космічній техніці, електрорадіотехніці, машинобудуванні, військовій промисловості, а також будівництві та виготовленні спортивного знаряддя [1].

Розвиток спеціальних галузей машинобудування, радіоелектроніки передбачає використання нових матеріалів, які поєднують в собі переваги полімерів з властивостями металів. За оцінками фахівців, частка полімерних матеріалів у світовій структурі використання конструкційних матеріалів в 2020 році складатиме 32%, а металічних – 25%. Традиційний шлях регулювання електропровідності ПКМ пов'язаний із введенням в полімерну матрицю електропровідних наповнювачів. Результуюче значення електропровідності ПКМ залежить від ряду факторів [2].

Ідеологією розробки цих матеріалів є поєднання різних компонентів, яке сприяє покращенню властивостей вихідного матеріалу. Неперервною фазою в композиті є полімерна матриця, яку наповнюють частинками різної форми і дисперсності. Між матрицею і наповнювачем створюються зв'язки, які й визначають кінцеві властивості вихідного матеріалу [1].

ПКМ здатні задовольнити вимоги до матеріалів, які володіють комплексом необхідних функціональних властивостей. Епоксидні олігомери є основою для створення перспективних і високотехнологічних полімерних композитів у зв'язку з чим закономірність їх формування є об'єктом всебічного вивчення [3]. Серед матричних композитів епоксидні полімери посідають важливе місце, оскільки при їх затвердженні формується просторова сітка, структура якої може бути направлено змінена дисперсними наповнювачами.

Фізична модифікація полімерів і полімерних композитів є ефективним засобом регулювання їх структури і властивостей. Основними напрямками фізичної модифікації є вплив на полімер дії зовнішніх силових полів (електричного, магнітного, температурного, ультразвукового та ін.) [4, 5].

Новим напрямком одержання електропровідних ПКМ є дія на них магнітних полів у процесі кристалізації полімерної матриці [2]. Мало дослідженими є ПКМ, сформовані зовнішньому однорідному магнітному полі. У зв'язку з цим задачами дослідження було вивчення залежності електропровідності від термічного розширення та вплив на неї термічної обробки таких модельних зразків ПКМ.

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Технологія виготовлення зразка наступна. Зразки виготовлялися наоснові епоксидної смоли ЕД-20 з залізом в ролі наповнювача та затверджувачем поліетиленполіаміном (ПЕПА).

ПКМ готувався механічним переміщенням епоксидної смоли та затверджувача з наповнювачем, який складав 50 мас.%. Приготовлену суміш розлили у циліндричні форми і помістили у зовнішнє магнітне поле на 24 год. для подальшого застигання. Індукція магнітного поля дорівнювала 0,056 Тл.

Дослідження термічного розширення здійснювали методом механічної дилатометрії при динамічному режимі нагрівання зразків. Фіксування видовження зразка і температури відбувалося одночасно. Схема установки для вимірювання зображена на рис. 1. При вимірюванні таким способом теплове розширення зразка викликає переміщення стержня, який має на кінці позначку. Вимірювання положення стержня відбувається окулярним мікрометром, ціна поділки шкали якого 10^{-3} мм. Паралельно фіксується температура за допомогою хромель-копелевої термопари [6].

Дослідження температурної залежності електропровідності ПКМ відбувалося за допомогою установки зображеної на рис. 2. Вимірювання проводилося у динамічному режимі нагрівання. Фіксування температури нагрівання зразка і електропровідності відбувалося паралельно.

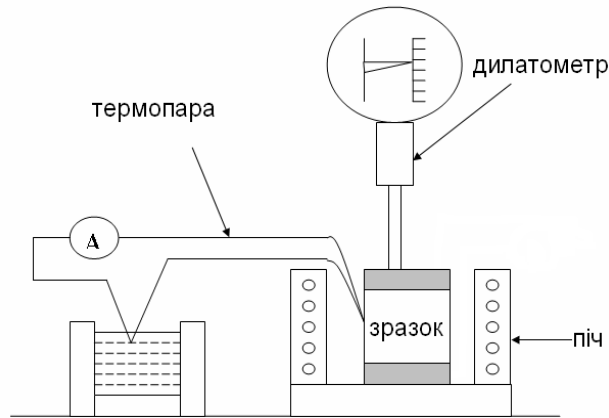


Рис. 1. Схематичне зображення установки для вимірювання ТКЛР

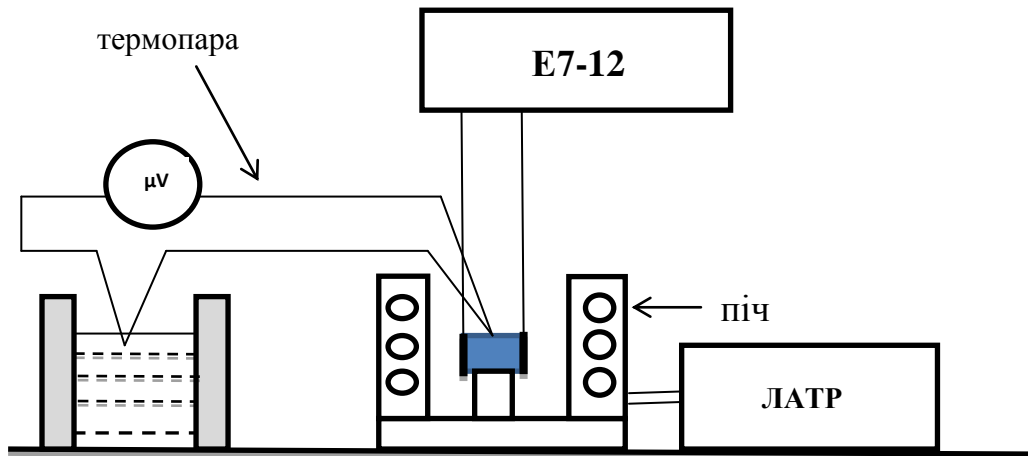


Рис. 2. Схематичне зображення установки для вимірювання електропровідності.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Під час процесу кристалізації ПКМ у зовнішньому магнітному полі спостерігається орієнтація феромагнітного наповнювача вздовж силових ліній. Цей факт обумовлений градієнтом магнітних полів, які утворюються сильномагнітним наповнювачем в магнітному полі [2].

У однорідному магнітному полі на феромагнітну частинку еліпсоїдальної форми діють пара сил, що повертають її в сторону зменшення кута між напрямком поля і великою віссю частинки. Обертальний момент дорівнює

$$L = M H \sin \alpha$$

де M – магнітний момент частинки,

H – напруженість зовнішнього магнітного поля,

α – кут між напрямком H і великою віссю частинки.

Частинка повернеться за напрямком поля, якщо величина L буде більшим від моменту сил опору полімерної матриці:

$$MH \sin \alpha > PV\tau,$$

де P – фактор форми, V – об'єм частинки, τ – напруження зсуву.

Оскільки у ПКМ є досить велика кількість феромагнітних частинок, які взаємодіють між собою, то сумарне магнітне поле не є однорідним. Градієнт

напруження магнітного поля, який створюють частинки, створює можливість їх з'єднання в ланцюжки [7]. На рис. 3 зображена структура ПКМ, процес кристалізації якого відбувався у магнітному полі протягом 24 год.



Рис. 3. Структура ПКМ на основі ЕД-20 і Fe

Ефект утворення ланцюгової структури пов'язаний з магнітною взаємодією частинок наповнювача в низько в'язкій матриці, відштовхуванням однойменних полюсів, які виникають на кінцях частинок і ланцюжків, що розташовуються паралельно одна одній.

Утворення електропровідних ланцюжків повинне стрибкоподібно підвищувати електропровідність ПКМ. Провідність ланцюжка, який модельно можна розглядати як лінійну систему контактуючих сфер, залежить від їх радіуса, віддалі між ними, а при контактуванні – від площини контакту, яка залежить від пружних властивостей матеріалу наповнювача [5]. На рис. 4 наведена крива залежності електропровідності від термічного розширення для досліджуваного зразка.

Співставлення кривих температурних залежностей електропровідності і термічного розширення свідчить про існування певної кореляції між цими величинами. Як видно із рис. 4 вище температури склування полімерної матриці величина $\ln\sigma$ є практично лінійною функцією термічного розширення.

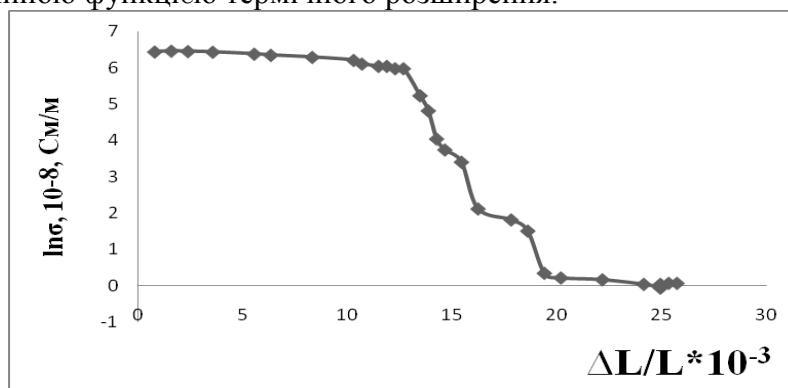


Рис. 4. Залежність електропровідності від термічного розширення для зразка ЕД-20+50%Fe

Звідси слідує, що між ними є експоненціальна залежність. Можна припустити, врахувавши пропорційність між зміною відстані між частинками Fe і термічним розширенням полімерної матриці, а також експоненціальну залежність σ від лінійного розширення, що для даної ділянки температур 318-348 К кривої характерний тунельний механізм провідності [8]. Загальна тенденція зменшення значення електропровідності при нагріванні зразка обумовлена більшою величиною коефіцієнта термічного розширення полімеру, ніж металевого наповнювача.

ВИСНОВКИ

1. Обробка ПКМ зовнішнім магнітним полем приводить до утворення частинками наповнювача у полімерній матриці ланцюжків.
2. Утворення електропровідних ланцюжків повинне підвищувати електропровідність ПКМ.
3. Попередні результати дозволяють припустити, що для ділянки температур 318-348 К для даного ПКМ характерний тунельний механізм провідності.

Література

1. Кербер М.Л., Виноградов В.М., Головкин Г.С. и др. Полимерные композиционные материалы: структура, свойства, технология. Учеб.пособие. – СПб.: Профессия, 2008. – 560 с., ил.
2. Демченко В.Л., Унрод В.І., Бененко С.П. Мікрогетерогенна структура та властивості композитів на основі епоксидного полімеру та одного з видів металів (Al_2O_3 , Fe_2O_3), сформованих у постійному магнітному полі.// Вісник. – 2010. – № 10.
3. Кальба Є., Гарматюк Р. Вплив ультразвукового і височастотного електромагнітного полів та режиму формування на електропровідність полімер композиційних покриттів. // Вісник ТДТУ. – 2009. – Т 14. – № 3. – С. 43-47.
4. Демченко В.Л., Віленський В.О. Вплив постійного електричного і магнітного полів на структуру і термомеханічні властивості композитів на основі епоксидного полімеру і оксиду Fe(III) або Al(III).// Наукові віті. – 2009. – № 2 (64).
5. Кирик Г.В., Стадник О.Д. Електропровідність полімерних композиційних матеріалів, сформованих в обертовому магнітному полі.
6. Аматуни А.Н. Методы и приборы для определения температурных коэффициентов линейного расширения материалов. – М.: Изд-во стандартов, 1972. – 180 с.
7. Кирик Г.В., Радзиевский В.Н., Стадник О.Д. Новые композиционные материалы: монография. – Сумы: Университетская книга, 2011. – 310 с.
8. Гуль В.Е., Царский Л.Н. Электропроводящие полимерные материалы. – М.: Химия, 1968. – 247 с.

Анотація. Пасько О.М. Температурна залежність електропровідності композиту на основі епоксидної смоли та дрібнодисперсного заліза від термічного видовження. У роботі наведені результати дослідження електропровідності від теплового розширення та вплив на неї термічної обробки полімерного композиційного матеріалу на основі епоксидної смоли ЕД-20 та заліза, сформованого у зовнішньому однорідному магнітному полі

Ключові слова: полімерні композиційні матеріали, дрібнодисперсне залізо, електропровідність, температурне видовження.

Аннотация. Пасько Е.Н. Температурная зависимость электропроводности композита на основе эпоксидной смолы ЭД-20 и мелкодисперсного железа от температурного расширения. В работе наведены результаты исследования зависимости электропроводности от температурного расширения и влияние на неё термической обработки полимерного композиционного материала на основе эпоксидной смолы ЭД-20 и железа, сформированного у внешнем однородном магнитном поле.

Ключевые слова: полимерные композиционные материалы, мелкодисперсное железо, электропроводность, температурное расширение.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННОІОННОГО МАССПЕКТРОМЕТРА З КОМП'ЮТЕРНИМ УПРАВЛІННЯМ

Вступ

Сучасна мас-спектрометрія – фундаментальна і прикладна фізико-хімічна наука. До кола її завдань входить одержання і накопичення знань про склад речовин, їх структуру, фізико-хімічні властивості та процеси, що з ними відбуваються.

З'явившись на межі XIX і XX ст. [1], мас-спектрометрія за 100 років свого розвитку перетворилася з рядового методу дослідження складу іонізованого газу в один з потужних напрямків сучасної науки. Причин для такого перетворення є кілька. По-перше, мас-спектрометрія оперує найпростішою характеристикою речовини – масою її молекули чи атома, які несуть інформацію про більшість хімічних і фізичних властивостей речовини. По-друге, мас-спектрометричними методами досліджень зараз доступні практично всі існуючі речовини як у газоподібному, так і у твердому і рідкому станах. І нарешті, мас-спектрометричний метод не має собі рівних серед інших фізико-хімічних методів за чутливістю, експресністю, інформативністю і надійністю. Так, поріг чутливості (мінімальна кількість речовини, яка може бути надійно ідентифікована мас-спектрометром) становить 10^{-12} - 10^{-14} г.

У поєднанні з комп'ютером (а він є необхідною складовою сучасного мас-спектрометра) мас-спектрометр перетворюється у майже повністю автоматизований прилад, який сам здійснює аналіз, сам розшифровує мас-спектр і подає результати досліджень. У сучасній хімії необхідною умовою доказу синтезу нової речовини є подання та опис її мас-спектра.

Блок-схема мас-спектрометра

Мас-спектрометрія – метод дослідження речовини шляхом визначення мас атомів і молекул, що входять до її складу, та їх кількості. При цьому досліджувану речовину іонізують і утворені іони (заряджені фрагменти вихідних молекул) розділяють залежно від їх маси і реєструють. Прилади такого типу називаються мас-спектрометрами. Блок-схема мас-спектрометра подана на рис. 1.

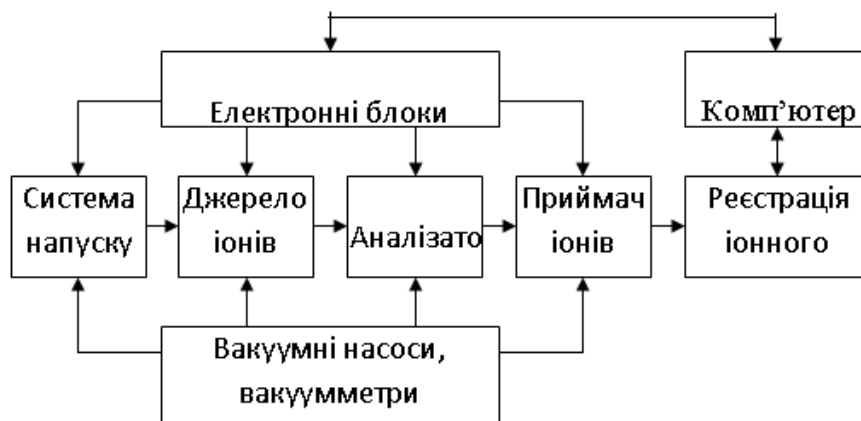


Рис. 1. Блок-схема мас-спектрометра

Перетворення нейтральних атомів і молекул в іони відбувається у джерелі іонів. На виході з джерела іонів формується пучок іонів певної просторової конфігурації. Пучок іонів, що пройшов через аналізатор, розділяється у просторі або часі (залежно

від типу аналізатора) на групи іонів однакової маси, які детектуються приймачем іонів. У приймачі іонний струм перетворюється в електронний. Оскільки іонний струм (і відповідний йому електронний) надзвичайно слабкий (10^{-10} А і менше), то останній підсилюють у тисячі разів, а потім вимірюють і записують на папері за допомогою електронних самописних приладів чи на екрані монітора комп'ютера (система реєстрації іонних струмів).

Метод ВІМС

Одним із сучасних методів, який забезпечує розв'язання цих задач, є вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) [3, 4], який ще часто називають іонним мікроаналізом. ВІМС є одним із найбільш чутливих методів такого аналізу – кількість речовини, яка використовується для рядового аналізу, становить лише кілька пікограм (10^{-12} г). Це дозволяє здійснювати аналіз не тільки макрооб'єктів (тіл, розміри яких становлять кілька сантиметрів чи міліметрів), а й мікрооб'єктів (тіл, розміри яких становлять декілька нанометрів – тонкі плівки, наночастинки та ін.). Метод ВІМС ґрунтується на зондуванні досліджуваної поверхні твердого тіла пучком прискорених іонів інертних газів (первинні іони), кінетична енергія яких становить $E_k = 1 \div 20$ кеВ. За таких енергій первинні іони проникають у досліджувану речовину на глибину в кілька нанометрів (декілька атомних шарів). При цьому взаємодію зондуючих (первинних) іонів з поверхнею мішені можна подати у першому наближенні як незалежні парні зіткнення „зондуючий іон – атом поверхні”. Результатами таких зіткнень (рис.2) є такі процеси:

- 1) непружна взаємодія з поглинанням енергії зондуючого іона (нагрівання мішені);
- 2) пружна взаємодія з відбиванням зондуючого іона поверхнею мішені (обернено розсіяні первинні іони);
- 3) вибивання атомів поверхні мішені у вигляді додатних і від'ємних іонів (вторинна іонна емісія) або у нейтральному стані;
- 4) виривання з поверхні мішені електронів (вторинна електронна емісія);
- 5) випускання з поверхні мішені світлових квантів у діапазоні довжин хвиль від інфрачервоного до рентгенівського випромінювання (вторинна фотонна емісія).

Як уже відзначалося, певна частина вибитих атомів мішені вилітає з неї у вигляді додатних іонів. Саме ці іони мішені і використовуються для мас-спектрометричного аналізу її складу. Звідси походить і назва методу такого аналізу – вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) [3, 5].

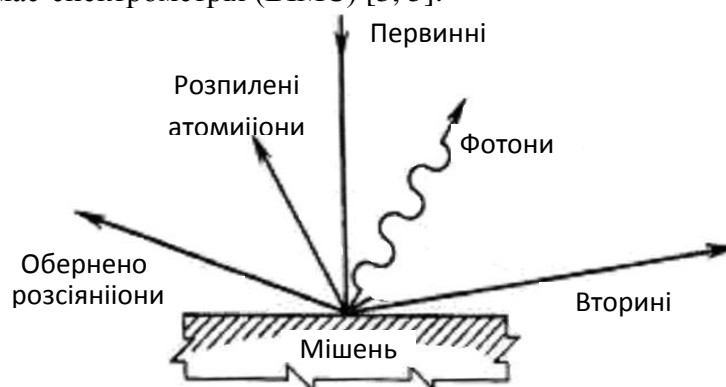


Рис. 2. Схематичне подання взаємодії іонів із зразком

Комп'ютерне управління приладом.

Нами здійснена модернізація МС 7201 М з метою покращення його експлуатаційних характеристик. Суть модернізації полягала у проведенні автоматизації процесу вимірювань іонних струмів шляхом управління МС за допомогою комп'ютера. Схема приладу з використанням комп'ютерного управління подана на рис. 3.

Мас-спектрометр МС 7201 М, який використовується у даній роботі, відноситься до динамічних приладів. Розділення іонів у часі у ньому відбувається в результаті їх проходження через область високочастотного електромагнітного поля, яке створюється за допомогою двох електродів: один з них є стержнем, другий – кутником, як показано на рис. 3.

На виході з аналізатора розташована детекторна система (3) для реєстрації виділених іонів. У залежності від величини іонного струму як детектор іонів може використовуватися або циліндр Фарадея (великі іонні струми величиною більше 10^{-10} А) або вторинний електронний помножувач (ВЕП) типу ВЕУ-2 (малі іонні струми величиною менше 10^{-10} А). Виділений і підсилений іонний струм може бути зареєстрований на папері за допомогою електронного самописного приладу (8), або пройшовши цифрову обробку в АЦП (аналого-цифровий перетворювач) може бути зареєстрованим за допомогою персонального комп'ютера (7). При цьому мас-спектр або зберігається в пам'яті ПК, або ж безпосередньо після закінчення аналізу виводиться на екран монітора ПК.

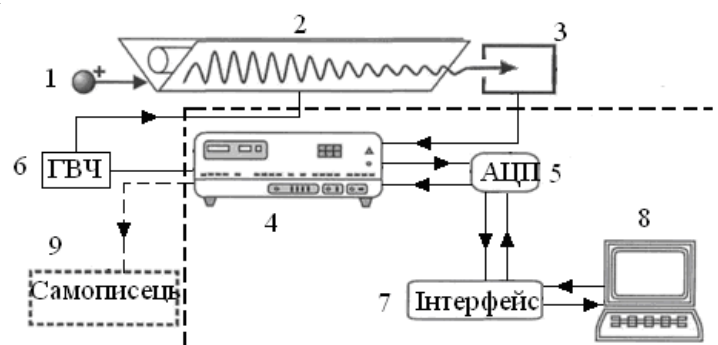


Рис. 3. Схематичне зображення аналітичної частини комп'ютеризованого мас-спектрометра МС 7201 М: 1 – вторинні іони вибиті з мішені; 2 – електродна схема аналізатора; 3 – детектор іонів; 4 – блок живлення аналізатора мас-спектрометра; 5 – АЦП; 6 – ГВЧ; 7 – інтерфейс; 8 – персональний комп'ютер; 9 – електронний самописець.


Програмне забезпечення управління мас-спектрометром виконане у середовищі Windows98 і дозволяє повністю керувати мас-спектрометром (контролювати і змінювати всі режими роботи аналізатора, виводити на екран монітора та принтер зображення мас-спектра у вигляді діаграми та таблиці піків).

Після запуску програми на екрані монітора з'являється основного робоче вікно управління мас-спектрометром (рис. 4) „Приборная панель”

Користуючись ним необхідно курсором встановити необхідні для роботи режими:

- вибрати тип детектора („ВЭУ” чи колектор);
- вибрати режим роботи („усилитель+АЦП” чи підрахунок числа іонів „счетный”);
- вибрати напругу живлення ВЕП („U ВЭУ, kV”);
- вибрати діапазон мас („основной” чи „расширенный”);
- перейти в режим „Работа”.

Після цього мас-спектрометр готовий до роботи під управлінням ПК.

Перехід у режим сканування спектра мас відбувається при натисненні курсором на „Спектр” та на символ  „Снять спектр”, після цього на моніторі з'являється нове вікно „Параметры сканирования” (рис. 5).

У вікні „Параметры сканирования” можливий вибір режимів сканування. Вікно „Параметры сканирования” дозволяє зробити ряд установок (діапазон мас, напрямок сканування, вибіркове сканування та ін.).

Після вибору режимів сканування натиснути „ok”.

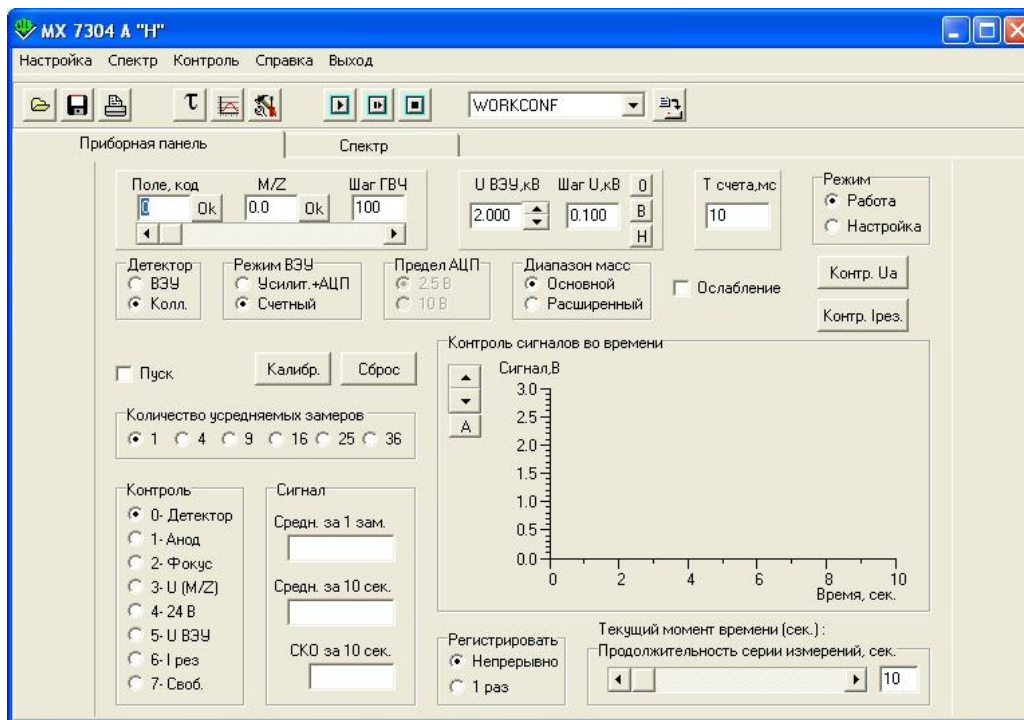


Рис. 4. Основне робоче вікно управління мас-спектрометром

Під час записування мас-спектру комп'ютер сигналізує скільки відсотків спектра відскановано на даний момент часу у спеціальному вікні. Після завершення процесу сканування мас-спектр з'являється на екрані монітора.

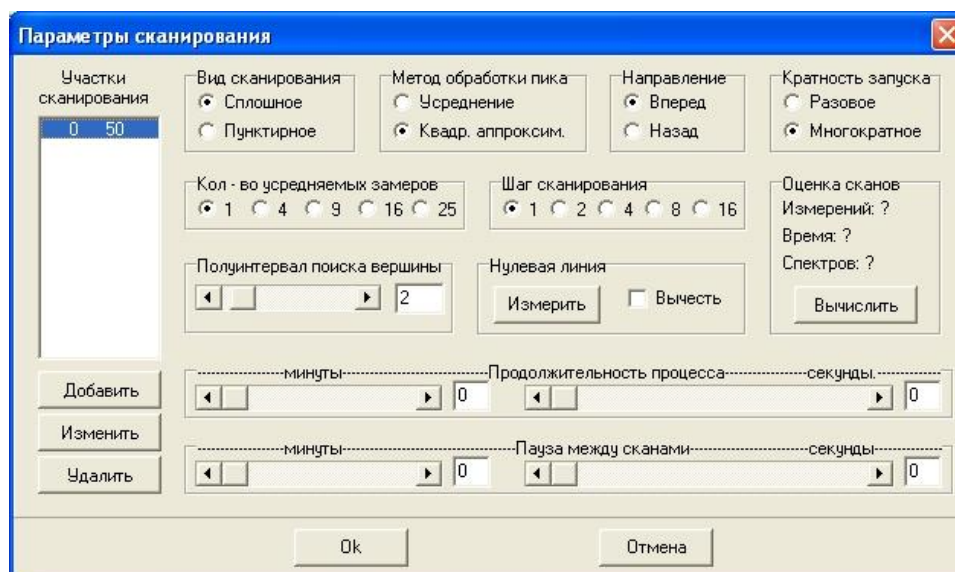


Рис. 5. Вікно вибору параметрів сканування

При необхідності мас-спектрометр може працювати в „ручному” режимі управління. При цьому запис мас-спектрометра здійснюється самописним приладом.

Література

1. Астон Ф.В. Масс-спектры и изотопы. Пер. с англ. М.: Государственное издательство ин. литературы, 1948. – 297 с.
2. Манойлов В.В. Развитие методов обработки информации в масс-спектрометрии для изотопного и элементного анализа: диссертация. Манойлов В.В. - Санкт-Петербург, 2008. - 263 с.

3. Структура і фізичні властивості твердого тіла. Лабораторний практикум / Під ред. Л.С. Палатника. – Київ: Вища школа, 1992.
4. Черепин В.Т. Ионный микронзондовый анализ. – Киев: Наукова думка, 1992.
5. Сысоев А.А. Физические основы масс-спектрометрического метода анализа. – М.: МИФИ, 1978.

Анотація. Салтыкова А.І., Кулик Т.Г. Дослідження вторинноіонного маспектрометра з комп'ютерним управлінням. У роботі здійснена модернізація МС 7201 М з метою покращення його експлуатаційних характеристик.

Ключові слова: мас-спектрометр, ВІМС, комп'ютерне керування.

Аннотация. Салтыкова А.И., Кулик Т.Г. Исследование вторинноионного маспектрометра с компьютерным управлением. В работе осуществлена модернизация МС 7201 М с целью улучшения его эксплуатационных характеристик.

Ключевые слова: масс-спектрометр, ВІМС, компьютерное управление.

С.І. Сидоренко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка
Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.*

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БУДІВЕЛЬНИХ КЕРАМІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ

У роботі приведені загальні відомості про будівельні керамічні матеріали: поняття, види, фізичні властивості та розглянуті основні процеси технології будівельної кераміки. Представлені також експериментальні результати по дослідженню фізичних властивостей клінкерної цегли.

Кераміка - це матеріали й вироби з каменеподібними властивостями, отриманими в процесі технологічної обробки мінеральної сировини (як правило, глинистої) і спікання його при високих температурах. Назва «кераміка» походить від грецьких слів *keramike* - гончарне мистецтво й *keramos* - глина. Тому, під технологією кераміки завжди мали на увазі виробництво матеріалів і виробів із заданими властивостями із глинистої сировини [1, с. 56 - 59].

Вихідною сировиною для виробництва керамічних матеріалів є пластичні глинисті матеріали – глини і каоліни, а також непластичні матеріали – кварц, польовий шпат і ін. Глини є сумішшю глинистих мінералів, каолін - мономінеральна глина. Найбільш поширеними глинистими мінералами є каолінит $Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot 2H_2O$, монтморилоніт $Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot H_2O \cdot nH_2O$, гідрослюда (ілліт) $K_2O \cdot MgO \cdot 4Al_2O_3 \cdot 7SiO_2 \cdot 2H_2O$ (рис.1). Видно, що глинисті мінерали є алюмосилікатами, в деяких випадках містять оксиди лужних і лужноземельних металів. Все глинисті мінерали володіють шаруватою структурою, схожою на структуру слюди. При змішуванні глини з водою остання входить в міжшаровий простір глинистого мінералу, і його шари отримують можливість рухатися один відносно іншого по водяній плівці і закріплюватися в новому положенні. Така здатність мінералів пояснює найважливішу властивість глини - її пластичність.

Непластичні матеріали поділяються на так звані спіснювачі, плавні, органічні та спеціальні добавки. Спіснювачі призначені для зниження пластичності глин. Вони можуть бути природними - кварц, кварцовий пісок і штучними - шамот (обпалена розмелена глина). Плавні застосовуються для зниження температури спікання та підвищення щільності спеченого матеріалу. Найпоширенішими плавнями є польові шпати, що представляють собою алюмосилікати, що містять оксиди лужних і

лужноземельних металів. Органічні добавки служать для активації процесу спікання, а також для отримання пористої структури, спеціальні добавки застосовуються для досягнення заданих фізико-хімічних характеристик матеріалу.

Таким чином, традиційні керамічні матеріали виготовляються з природної мінеральної сировини - глин, що представляють собою шаруваті алюмосилікати, і непластичних добавок. [1, с. 18 - 19]

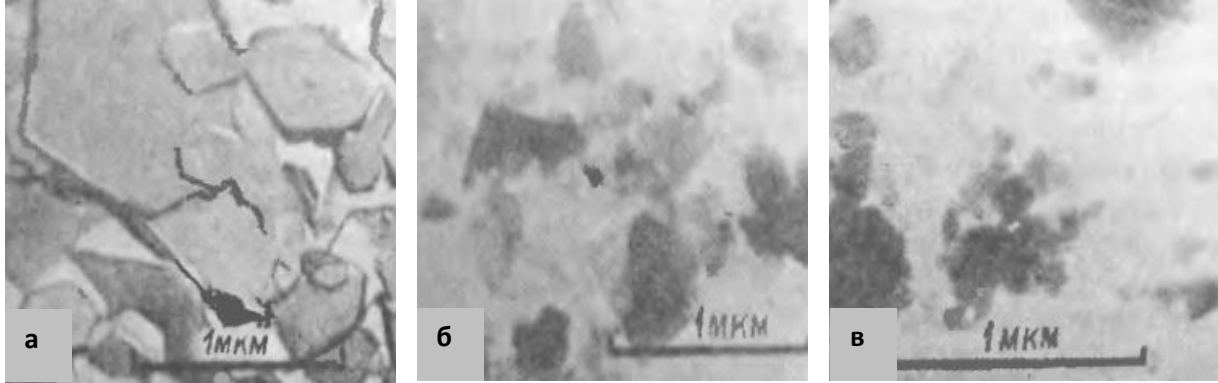


Рис. 1. Електронно мікроскопічні фотографії деяких глинистих мінералів: а - каолініт; б - монтморилоніт; в – іліт.

Будівельна кераміка поділяється на стінову і фасадну кераміку, кераміку для виробів підземних комунікацій і керамічні заповнювачі. До стінових матеріалів відноситься, перш за все, цегла. Для її виготовлення використовуються легкоплавкі глини: гідрослюди з домішками каолініту, монтморилоніту, гематиту та ін. Фасадна кераміка - лицьова цегла, фасадні плитки виготовляються в основному з тугоплавких глин (з переважанням каолініту) і деяких легкоплавких глин. Висока корозійна стійкість кераміки дозволяє використовувати вироби з неї для прокладання підземних комунікацій. До таких виробів відносяться дренажні та каналізаційні труби. Для виробництва дренажних труб використовуються легкоплавкі глини, аналогічні тим які застосовуються у виробництві цегли. Каналізаційні керамічні труби повинні бути щільними і хімічно стійкими. Основна сировина для їх виробництва - тугоплавкі або вогнетривкі глини, а також суміші різних глин. До керамічним заповнювачів відносять керамзит - гранульований спучений матеріал, що має в зламі структуру застиглої піни. Виготовляється керамзит з гідрослюди з добавками залізної руди, кам'яного вугілля, торфу, мазуту.

Галузь застосування каолінів визначається їхнім мінералогічним складом, що впливає на вибір способу збагачення сировини, технологічних параметрів виробництва, визначає сорт речовини й можливість зміни фізико-хімічних і технологічних параметрів [2, с. 120 - 122].

Глинисті матеріали, які застосовуються у виробництві кераміки, класифікують за вогнетривкістю, вмістом тонкодисперсних фракцій, спікаємістю, пластичністю, вмістом грубодисперсних включень, а також за сумарним вмістом FeO і TiO₂ у прожареному стані [2, с. 124 - 126].

Вибір способу виробництва й підготовки маси визначаються властивостями глинистої сировини, складністю шихти, формою й розмірами виробів і вимогами щодо якості випалених матеріалів.

Виробництво керамічних будівельних матеріалів вимагає досить великої кількості сировини, тому заводи зазвичай розташовуються поблизу родовищ [3, с.145 - 148].

До основних виробів будівельної кераміки відносяться цегла й керамічний камінь, деякі різновиди плиток, черепиця й керамічні комунікаційні труби.

Виготовлення будівельних керамічних виробів складається з наступних основних етапів:

- видобуток глини;
- очищення глини і багатостадійне подрібнення;
- підготовка формувальної маси;
- виготовлення виробів;
- сушка виробів;
- випалення виробів.

Етап підготовки формувальної маси залежить від вигляду отриманого виробу, якості глин, технічної оснащеності виробництва. Залежно від властивостей глини при виробництві будівельних матеріалів застосовують способи напівсухої, пластичної та шлікерної підготовки маси.[4]

Спосіб напівсухої підготовки маси застосовується тільки для однорідних за складом й забарвленням глин, які випаляються. Він містить у собі подрібнення комової глини, її сушіння в сушильному барабані, помел в дезінтеграторах і розсів глиняного порошку до потрібного фракційного складу. Підготовлений у такий спосіб порошок з вологістю 8 - 9% після вилежування надходить на пресування. Цей спосіб використовують на деяких заводах, які застосовують однорідну глинисту сировину.

Спосіб пластичної підготовки маси передбачає первинне сухе змішення компонентів, попередньо висушених і подрібнених. Перемішану масу спочатку зволожують у змішувачах до пластичного стану (вологість 18 - 22%), потім на стрічкових пресах формують у вигляді брикетів. Ці брикети висушують у камерних або тунельних сушилках до вологості 7 - 9% протягом 20 - 24 годин, потім подрібнюють і розмелюють. Розмелений порошок перед пресуванням вилежується для усереднення вологості протягом доби. Цей спосіб є складним і трудомістким, і тепер від його застосування поступово відмовляються [3, с. 149 - 153].

Спосіб шлікерної підготовки маси, завдяки гарному змішанню компонентів у вигляді суспензії, останнім часом став дуже розповсюдженим, тому що дозволяє використовувати неоднорідні глини або їхню суміш і при необхідності широко застосовувати плавні й барвники. За цим способом глину розпускають у воді й змішують із тонкомолотими твердими матеріалами: плавнями, спіснюючими й барвниками, заздалегідь подрібленими в кульових млинах періодичної дії. Донедавна, а на деяких заводах і донині, приготувану суспензію обезводнюють на фільтрпресах. Потім фільтрпресні коржі переробляють на стрічкових пресах у брикети, які висушують у тунельних або інших сушилах. Іноді сушіння здійснюють у сушильних барабанах, але при цьому фільтрпресні коржі не переробляють, а розрізають на коржерізці або в стругачі на дрібні шматки. Потім висушену масу подрібнюють і розмелюють у порошок до необхідного гранулометричного складу. Але громіздка й трудомістка технологія фільтрпресної переробки з подальшим сушінням маси сильно ускладнює виробництво.

При виготовленні керамічних виробів дуже важливо стежити за правильним режимом сушки і випалення. Основним призначенням сушки виробу-сирцю є зниження його вологості, придбання міцності, достатньої для транспортування в піч і бездефектного випалу. У процесі сушіння спостерігається повітряна усадка виробів, яка може привести до появи тріщин. Тріщиностійкість підвищують шляхом введення тирси, добавок і підбором температурного режиму.

Завершує виготовлення керамічних виробів процес випалу. Його поділяють на три періоди:

- нагрів до максимальної температури 950 ... 1300 градусів, що залежить від складу сировини і заданих властивостей одержуваних виробів;

- витримка;
- поступове охолодження виробів до температури навколишнього повітря.[4]

Можливі дефекти. Недопресування, тобто недостатнє ущільнення порошку через низьку її вологість (менш 5%) і недостатній тиск. Цього дефекту можна запобігти, ретельно стежачи за зволоженням маси й показаннями манометра.

Короблення спостерігається при перевищенні заданої вологості (у середньому 7%). При використанні мас різної тонкості помелу для чорного й покривного шару спостерігається розшарування внаслідок різних усадочних навантажень у цих шарах. Короблення усувається контролем вологості маси, ретельним змішанням і сушінням, а також ретельним підбором складу маси.

Розтріскування може спостерігатися при занадто високому тиску пресування, попаданні до маси великих частин (несправне сито), а також внаслідок порушення режиму сушіння й випалу.

При занадто високій температурі випалу виходить перепалена фіолетово-бура цегла (перевипал - «залізняк») підвищеної щільності, з оплавленою поверхнею й перекрученою формою виробу.

У керамічних виробках зустрічається прихований дефект - так званий «дутик», що може виявитися не відразу, а після того, як цегла (камінь) достатній час перебував у вологому стані. У цьому випадку відбуваються відколи й руйнування поверхні. У місці відколу добре видні білий порошок або біла тістоподібна маса.

Нерівності, порушення граней, щербини, задирки, подряпини й відбиті кути на виробках є наслідком недбалого пресування, зношування прес-форм, матриць і транспортного встаткування. Для запобігання цих пороків необхідно замінити зношені деталі [3, с. 154 - 157].

Властивості матеріалів умовно розділяють на фізичні, механічні, хімічні і технологічні.

Фізичні властивості характеризують речовину і структуру матеріалу, а також його здатність реагувати на зовнішні дії, що не викликають зміни хімічного складу і структури матеріалу. Основними з них є:

- загальнофізичні властивості: щільність (істинна, середня, насипна), об'ємна маса, відносна щільність, пористість (загальна, відкрита, замкнута);
- гідрофізичні властивості: вологовіддача, водопоглинання, морозостійкість, повітряностійкість, гігроскопічність, гідрофобність, гідрофільність, міжзернова порожнистість, вологість, водонепроникність, водостійкість, фільтраційна здатність (водопроникність);
- теплофізичні властивості: теплопровідність, теплоємність, термостійкість, жаростійкість, вогнетривкість, вогнестійкість;
- механічні властивості: межа міцності на стиск, розтяг, вигин, твердість, знос, опір удару, пружність, стиранність;
- електрофізичні властивості: електрична провідність, діелектрична проникність, діелектричні втрати, електрична міцність.

Крім того, фізичні властивості включають і механічні властивості, які характеризують поведінку матеріалу при дії на нього різних навантажень. До механічних властивостей відносяться: опір матеріалу стискуванню, розтягуванню, вигину, пружність, пластичність, крихкість і ін. [4]

В перспективі планується провести дослідження модельних керамічних матеріалів, зокрема – сформованих у магнітному полі.

Література

1. Химическая технология керамики и огнеупоров /Под ред. П.П. Будникова. - М.: Стройиздат, 1972. - 552 с2.

2. Канаев В.К. Новая технология строительной керамики. – М.: Стройиздат, 1990. – 264 с.
3. Справочник по производству строительной керамики./Под ред. Д.Н.
4. Мельников И.В., Строительные керамические материалы и изделия, 2011
5. Юшкевич М.О., Роговой М.И. Технология керамики. - М.: Стройиздат, 1969. - 349 с.

Анотація. Сидоренко С.І. Фізичні властивості будівельних керамічних матеріалів. У роботі приведені загальні відомості про будівельні керамічні матеріали: поняття, види, фізичні властивості та розглянуті основні процеси технології будівельної кераміки. Представлені також експериментальні результати по дослідженню фізичних властивостей кlinkерної цегли.

Ключові слова: керамічні матеріали, властивості, магнітне поле.

Аннотация. Сидоренко С.И. Физические свойства строительных керамических материалов. В работе приведены общие сведения о строительных керамических материалах: понятие, виды, физические свойства и рассмотрены основные процессы технологии строительной керамики. Представлены также экспериментальные результаты по исследованию физических свойств клинкерного кирпича.

Ключевые слова: керамические материалы, свойства, магнитное поле.

А.І. Баштова

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
Науковий керівник: к.ф.-м.н., ст. викл. Завражна О.М.*

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ

В даній роботі досліджуються та порівнюються закономірності температурної залежності електропровідності металів та напівпровідників, визначається температурний коефіцієнт опору, ширина забороненої зони та деякі параметри напівпровідників.

Була сконструйована експериментальна установка. Її схематичне зображення:

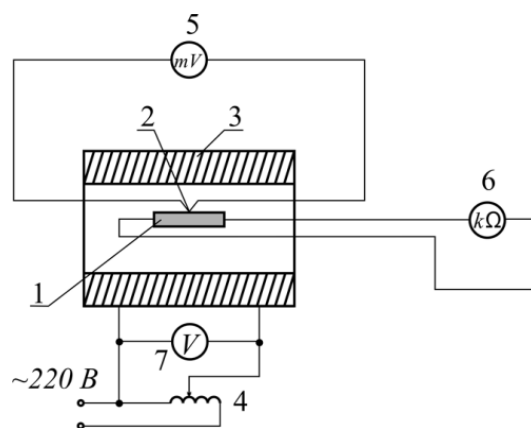


Рис. 1. Експериментальна установка: 1-напівпровідниковий зразок, 2-термопара, 3-термостат, 4-автотрансформатор ЛАТР, 5-мілівольтметр, 6-цифрового прилад, 7-вольтметр

Різниця напівпровідників і металів проявилася в характері залежності електропровідності від температури.

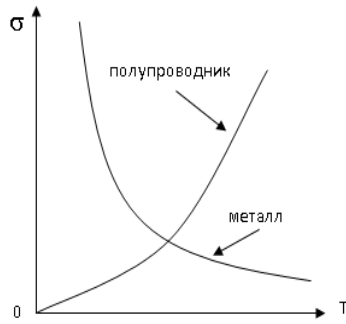


Рис. 2. Залежність електропровідності від температури

Для дослідження металів побудовано графіки залежності опору провідника R від температури t в градусах Цельсія. Із графіка визначити величину температурного коефіцієнта опору α .

Для дослідження напівпровідників побудовано графіки залежності $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ тангенс кута нахилу якої до осі абсцис дорівнює: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E}{2k}$. Тому ширину ΔE забороненої зони власного напівпровідника можна визначити із співвідношення:

$$\Delta E = 2k \operatorname{tg} \alpha = 2k \cdot \frac{\ln \sigma_1 - \ln \sigma_2}{\left| \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right|},$$

де $\ln \sigma_1$, $\ln \sigma_2$ – значення ординати прямої $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ у відповідних точках $\frac{1}{T_1}$ і $\frac{1}{T_2}$ її абсциси (рис.2).

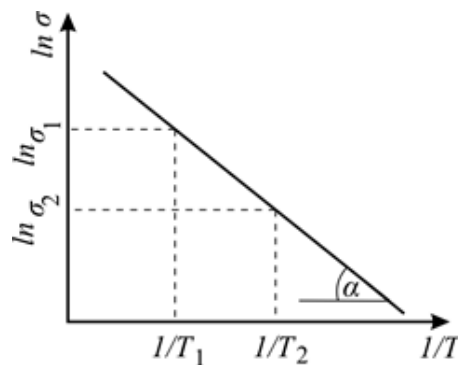


Рис. 3. Залежність $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$

Також знайдено параметри напівпровідника:

- 1) Ефективна щільність станів електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні.

$$N_c^* = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad N_v^* = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

- 2) Концентрація носіїв заряду

$$n_i = p_i = \sqrt{np} = \sqrt{N_c^* N_v^*} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

- 3) Рухливість носіїв заряду

$$\mu_{n,p} = \frac{e}{2m_{n,p}} \frac{\bar{\lambda}}{\mathcal{E}_D}$$

Висновки: в роботі були досліджені зразки металів та напівпровідників. Отримані дані показали, що зі зниженням температури провідність металів зростає, і для чистих металів прагне до нескінченності при наближенні до абсолютного нуля. У напівпровідників, навпаки, з пониженням температури провідність зменшується, а поблизу абсолютного нуля напівпровідник стає ізолятором.

Анотація. Баштова А.І. Дослідження електричних властивостей твердих тіл. Проаналізовані теоретичні основи вивчення твердих тіл. Досліджені залежності різних напівпровідників та металів від температури. Побудовані графіки цих залежностей. Визначені температурні коефіцієнти опору металів. Визначена ширина забороненої зони для напівпровідників та параметри: ефективна щільність станів, концентрація носіїв заряду та рухливість носіїв заряду.

Ключові слова: метали, напівпровідники, опір, температура, електропровідність.

Аннотация. Баштова Анна Ивановна. Исследование электрических свойств твердых тел. Проанализированы теоретические основы изучения твердых тел. Исследованы зависимости различных полупроводников и металлов от температуры. Построены графики этих зависимостей. Определены температурные коэффициенты сопротивления металлов. Определена ширина запрещенной зоны для полупроводников и параметры: эффективная плотность состояний, концентрация носителей заряда и подвижность носителей заряда.

Ключевые слова: металлы, полупроводники, сопротивление, температура, электропроводность.

Н. О. Бойко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
nadysha.cool@yandex.ru*

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доцент Салтикова А.І.

ДОСЛІДЖЕННЯ ІЗОТОПНОГО СКЛАДУ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ВТОРИННОЇ ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ

Мас-спектроскопія – метод дослідження речовини шляхом визначення мас іонів цієї речовини (частіше відношення мас іонів до їхніх зарядів) і їхніх кількостей. При цьому досліджувану речовину іонізують й утворені іони розділяються залежно від їх маси та реєструються. Існують різні методи іонізації: іонізація електронним ударом, фотоіонізація, хімічна іонізація, бомбардування швидкими іонами та ін.[1, 298].

Метод вторинної іонної мас-спектрометрії (ВІМС) – це метод іонізації поверхні твердого тіла бомбардуванням швидкими іонами. ВІМС є одним із найбільш чутливих методів аналізу: кількість речовини, яка використовується для аналізу, становить лише декілька пікограм (10^{-12} грам).

ВІМС ґрунтується на явищі вторинної іонної емісії. При бомбардуванні поверхні твердого тіла пучком прискорених іонів, кінетична енергія яких становить 1- 20 кеВ, відбувається ряд взаємопов'язаних процесів, що призводять до утворення і емісії вторинних частинок різних типів(процес розпилення). Внаслідок передачі енергії атомам решітки частина їх розпоршується в нейтральному стані або у вигляді позитивних і негативних іонів, тобто відбувається вторинна іонна емісія [5, 12]. На вибиття атомів і іонів використовується близько 5 % енергії первинних іонів. Решта їх енергії іде на нагрівання і виноситься відбитими іонами. Наявність заряду у іонів

дозволяє ефективно збирати й фокусувати їх електричними полями, а їх хімічна індивідуальність забезпечує різноманітну інформацію про склад і структуру мішені, її поверхні і адсорбованих на ній частинок [2, 240].

Схематично процес розпилення зображений на рис. 1

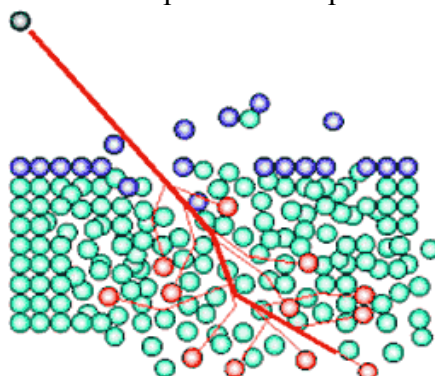


Рис. 1. Процес розпилення

Первинні іони з енергією $\sim 10\text{keV}$ проникають на глибину $\sim 100\text{ \AA}$. В процесі їх гальмування в решітці твердого тіла, внаслідок парних взаємодій, розвиваються каскади послідовних зіткнень між атомами матриці. Частина каскадів зіткнень має ймовірність вийти на поверхню. Якщо енергія поверхневого атома матриці в кінці каскаду достатня для його відриву від поверхні, то відбувається його емісія або, інакше кажучи, - розпорошення [6, 38].

Метод мас-спектрометрії вторинних іонів реалізується складної установки, яка складається із таких основних блоків: джерело первинних іонів, системи формування пучків, тримача зразка, система лінзи, мас-спектрометр для аналізу вторинних частинок по відношенню маси до заряду (m/z) і високо чутливої системи реєстрації іонів (рис. 2).

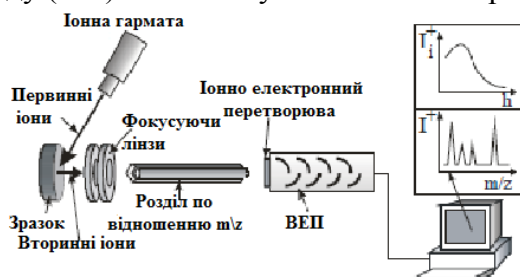


Рис. 2. Установка ВІМС

Високо енергетичні іони створюються за допомогою іонного джерела і фокусуються в пучок на системою лінз, фокусуються у вузький пучок і спрямовуються в мас-аналізатор. В аналізаторі відбувається розподілення в часі іонів залежно від відношення їх маси до заряду. На виході з мас-аналізатора в певний момент часу з'являються групи іонів з однаковим відношенням m/z . Розділені в аналізаторі за відношенням маси до заряду іони надходять в іонно-електронний перетворювач (ІЕП). В ІЕП іонний струм, величина якого пропорційна їх кількості, трансформується в електричний, який подається на перший диод вторинно-електронного підсилювача (ВЕП або циліндр фарадея). Підсилений струм подається у підсилювач постійного струму (ППС), в якому перетворюється в напругу. Відповідний сигнал реєструється самописним потенціометром або ЕОМ у вигляді спектру мас(мас-спектрограма) [4, 344].

Вторинна іонної мас-спектрометрія має ряд унікальних можливостей:

1. Методом можна аналізувати будь-які тверді розчини без будь-якої підготовки.
2. Реєструються всі елементи від водню до трансуранових.

3. Чутливість сучасних приладів складає за концентраціями $\sim 10^{12} - 10^{16}$ атом/см³, за розходом речовини $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$.

4. Можливість проводити пошаровий аналіз матеріалів з високою роздільною здатністю по глибині.

5. Ідентифікування не лише окремих елементів, а і хімічних сполук.
В той же час метод має ряд недоліків:

1. Трудність точного кількісного аналізу елементного складу зразка, пов'язана з залежністю ймовірності іонізації частинок від їх оточення.

2. Руйнівна дія пучка первинних іонів на зразок, що досліджується [3, 259].

Методом мас-спектрометрії вторинних іонів, було проведено серію дослідження ізотопного складу таких твердих тіл: титан, молібден, мідь. Дослідження проводилися за допомогою мас-спектрометра MS-7201M на базі СумДПУ ім. А. С. Макаренка. Було встановлено ізотопний склад кожного з тіл і кількісний вміст ізотопів в даній речовині:

1. Титан складається із п'яти ізотопів з відповідним відсотковим вмістом: ⁴⁶Ti (8,83 %), ⁴⁷Ti (9,05 %), ⁴⁸Ti (67,14 %), ⁴⁹Ti (9,99), ⁵⁰Ti (4,99).

2. Молібден: ⁹²Mo (14,67 %), ⁹⁴Mo (9,22 %), ⁹⁵Mo (16,39 %), ⁹⁶Mo (17,52 %), ⁹⁷Mo (11 %), ⁹⁸Mo (23,12 %), ¹⁰⁰Mo (8,2 %).

3. Мідь: ⁶³Cu (70,93 %), ⁶⁵Cu (29,07 %).

Також було проведено калібрування приладу і встановлено середню похибку вимірювання: $\approx 2\%$.

Література

1. Астон Ф. В. Масс-спектры и изотопы. – Москва: гос. изд. иностр. лит, 1948. – 298 с.
2. Векслер В.И. Вторичная ионная эмиссия металлов. – М.:Наука, 1978.–240 с.
3. Лобода В. Б., Іваній В. С., Хурсенко С. М. та ін. Сучасні методи дослідження структури речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. – Суми: Університетська книга, 2010. – 259 с.
4. Черепин В.Т. Ионный микрозондовый анализ. – Киев: Наук.думка, 1992. – 344 с.
5. Исследование энергетических спектров вторичной ионной эмиссии металлов / Батурич В.А., Еремич С.А. // Автореферат
6. Вторичная ионная эмиссия / Фогель Я. М. //Успехи физических наук. – 1967. – Том. 91 № 1. – 38 с.

Анотація. Бойко Н. О. Дослідження ізотопного складу твердих тіл методом ВІМС. Розглянуто явище вторинної іонної емісії і суть методу мас-спектрометрії вторинних іонів, а також наведені результати дослідження ізотопного складу титану, молібдену і міді.

Ключові слова: вторинна іонна мас-спектрометрія, іонізація, вторинна іонна емісія, ізотопний склад.

Аннотация. Бойко Н. А. Исследование изотопного состава твердых тел методом ВИМС. Рассмотрено явление вторичной ионной эмиссии и суть метода масс-спектрометрии вторичных ионов, а также приведены результаты исследования изотопного состава титана, молибдена и меди.

Ключевые слова: вторичная ионная масс-спектрометрия, ионизация, вторичная ионная эмиссия, изотопный состав.

ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК

Дослідження властивостей тонких магнітних плівок представляє значний науковий і практичний інтерес, зокрема, через їх використання в різних пристроях мікроелектроніки. Однак вивчення їх магнітних властивостей пов'язане зі значними труднощами, які викликані малою кількістю речовини, і як наслідок – малим магнітним моментом зразків. Це висуває ряд вимог до методів та приладів для дослідження магнітних характеристик плівок.

В роботі розглянуто загальні принципи ряду методів дослідження властивостей феромагнетиків, зокрема:

- дослідження петель гістерезіса балістичним методом;
- дослідження намагніченості зразка за допомогою астатичного магнітометра;
- дослідження кривої намагніченості та петлі гістерезіса за допомогою осцилографа в змінних магнітних полях;
- дослідження магнітних властивостей вібраційним магнітометром.

Для вивчення магнітних властивостей феромагнітних плівок нами використано метод вібраційного магнітометра. Установка складається з трьох основних блоків. Блок джерела магнітного поля включає в себе електромагніт який живиться постійним струмом від випрямляча. Напруженість магнітного поля визначається по відомим струмом з допомогою градуовального графіка.

Блок вібратора створений на основі електродинамічного гучномовця (акустичний динамік) який живиться від генератора змінного струму. Електродинамічний гучномовець нерухомо закріплений на платформі. До динаміка приєднаний шток, за допомогою якого передаються коливання зразку.

Блок реєстрації системи являє собою дві пари вимірювальних котушок, які жорстко зафіксовані на платформі по обидва боки зразка. Сигнал вимірювальних котушок посилюється підсилювачем і вимірюється вольтметром.

Принцип роботи установки ґрунтується на явищі виникнення ЕРС в котушці при зміні магнітного потоку який проходить через котушку (дослід Фарадея). Плівковий зразок закріплений на штоку приводиться в коливальний рух перпендикулярно магнітному полю в системі чотирьох вимірювальних котушках. При цьому вісь коливань паралельна площині котушок, а магнітний момент зразка, індукований зовнішнім магнітним полем, орієнтований перпендикулярно площині котушок. Котушки закріплені на полюсах електромагніта, який є джерелом магнітного поля. Котушки з'єднані так, що індукована в котушках е.р.с. має різні знаки але через зустрічне підключення котушок додається. В той же час зміна однорідного поля електромагнітна створює взаємокомпенсуючі сигнали в котушках. Така система з'єднання котушок дозволяє виділити корисний сигнал від зразка та мінімізувати шумові сигнали від зовнішніх полів.

Е.р.с. в котушках визначається потокозчепленням зі зразком, тому залежить не тільки від магнітного моменту зразка а і від геометрії котушок, розмірів та форми зразка. А отже прямі вимірювання абсолютних значень магнітного моменту (намагніченості) будуть досить важкими. В роботі використовується метод зрівняння з еталонним зразком магнітні характеристики якого відомі, а розміри та форма близькі до досліджуваного зразка.

Якщо використовувати індукційний метод вимірювання, то можна порівняти тільки магнітні моменти доменів зразка. Для того щоб перейти к питомим характеристикам (намагніченості M або питомої намагніченості σ) потрібно знати об'єм або маси зразків.

На досліді легше визначити масу зразка. Тому при зрівняльних вимірюваннях частіше користуються питомою намагніченістю. Вона визначається за формулою

де σ – питома намагніченість, m – маса та m_0 еталонного зразка; J_0 , J_s , J – відповідні характеристики для досліджуваного зразка.

Таким чином, будується крива намагнічування, з якої можна визначити намагніченість насичення, залишкову намагніченість та коерцитивну силу.

На рис.1 зображена петля гістерезису для плівкового зразка CoNi.

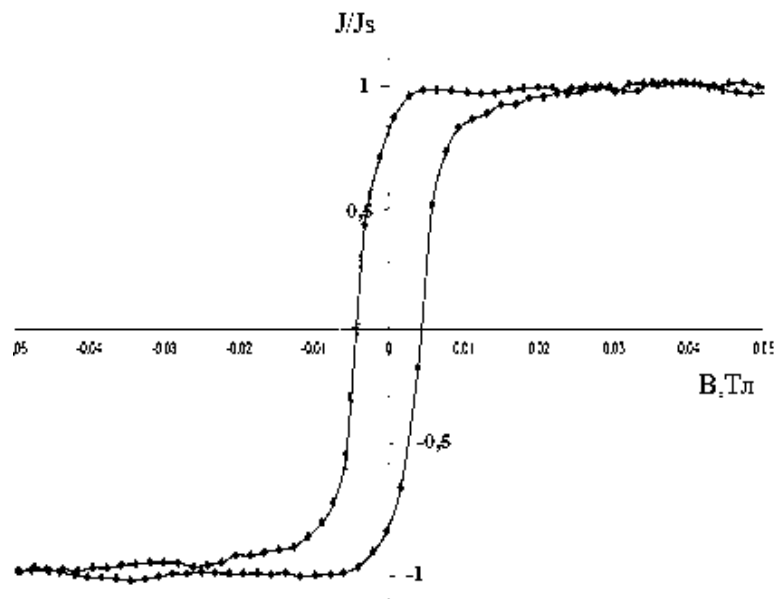


Рис. 1. Залежність намагніченості плівки Co(70)Ni(30) від індукції зовнішнього магнітного поля

Таким чином, створення установки дає можливість визначити магнітні характеристики ферромагнітних плівок.

Анотація. Бойченко О.В. Дослідження магнітних властивостей ферромагнітних плівок. В даній роботі досліджується намагнічування та перемагнічування ферромагнетиків вібраційним магнітометром, в основі методики якого лежить індукційний спосіб вимірювання магнітних властивостей зразка.

Ключові слова: вібраційний магнітометр, ферромагнетик, петля гістерезиса.

Аннотация. Бойченко А.В. Исследование магнитных свойств ферромагнитных пленок. В данной работе исследуется намагничивание и перемагничивание ферромагнетиков вибрационным магнитометром, в основе методики которого лежит индукционный способ измерения магнитных свойств образца.

Ключевые слова: вибрационный магнитометр, ферромагнетик, петля гистерезиса.

**РОЗРАХУНОК КОЕФІЦІЄНТІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ
МОДЕЛЬНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ**

Композиційними матеріалами (КМ), або композитами, називають матеріали, отримані поєднанням двох або більше компонентів, які нерозчинні або малорозчинні один в одному і мають властивості, що сильно відрізняються,[2,210].

Актуальність теми полягає в тому що можна розрахувати властивості КМ заздалегідь до їх виготовлення, а не робити методом проб та помилок.

Області застосування композиційних матеріалів не обмежені. Вони застосовуються в авіації для високонавантажених деталей; в космічній техніці для вузлів силових конструкцій апаратів, для елементів жорсткості панелей; в автомобілебудуванні для полегшення кузовів, рам, панелей кузовів; у гірничій промисловості; у цивільному будівництві і в інших областях народного господарства,[1,2,5,7,8,11].

Відомі формули узагальненої провідності:

$$k \ln \sigma = k_0 \ln \sigma_0 + k_1 \ln \sigma_1 \quad \phi - \text{ла Ліхтенеккера}$$

$$\sigma = \sigma_1 \left(1 + \frac{k_2}{\frac{1-k_2}{3} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2}} \right) \quad \phi - \text{ла Оделевського}$$

$$= \frac{(3k_1-1)\sigma_1 + (3k_2-1)k_2}{4} + \sqrt{\frac{((3k_1-1)\sigma_1 + (3k_2-1)\sigma_2)}{16}} + \frac{\sigma_1 \sigma_2}{2} \quad \text{загальна формула, де}$$

σ_1 - провідність Со,[4,123];

σ_2 - провідність ПА-6, [4,156];

k_1 - доля наповнювача;

k_2 - доля матриці.

Формула Оделевського призначена для матричної двофазної системи в якій полімер являється матрицею. Формула Максвелла застосовується у випадку статистичних двокомпонентних сумішей. Формула Ліхтенеккера найбільш співпадаюча з експериментом.

Дані формули не точні на 100%, тому що в них не враховано міжфазний шар, тобто трифазність системи, у них розглядається лише двофазність.

Мета роботи: дослідити можливість розрахунку коефіцієнтів переносу в композиційних матеріалах та обчислити їх величини з використанням ЕОМ.

Задача: розрахувати електропровідність за допомогою загальної формули, ϕ -ли Ліхтенеккера та ϕ -ли Оделевського.

Одержані результати зображені на рис.1.

Висновок: у роботі розраховано провідність Со та ПА-6 та будовано залежність об'ємної долі наповнювача від провідності. Розрахунки показують, що із збільшенням об'ємної долі Со провідність збільшується. Також підтверджено, що формула Ліхтенеккера найбільш співпадає з експериментом.

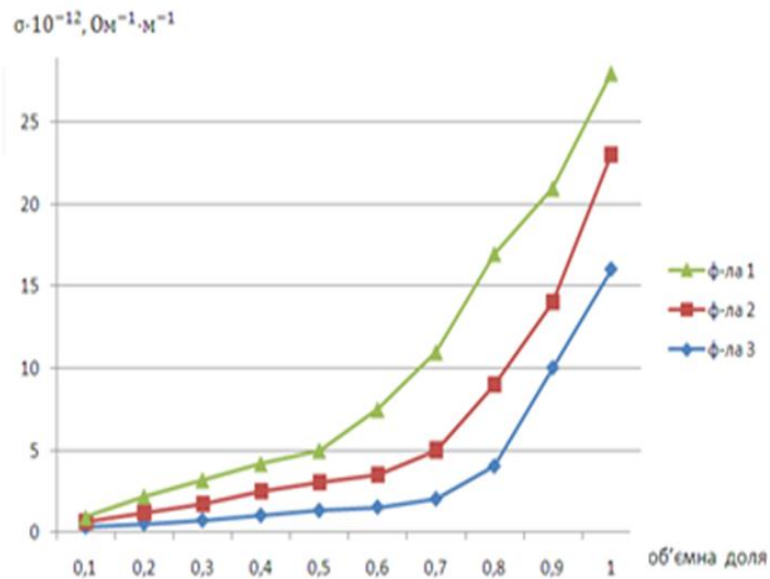


Рис. 1. Залежність провідності від об'ємної долі компонента (ф-ла 1- Оделевського; ф- ла 2 – Ліхтенеккера; ф-ла 3 - загальна)

Література

1. Б.І.Сажєн Електричні властивості полімерів, Хімія,1970.-376с
2. А.Д.Стадник Г.В.Кирик «Полімерні композити і наноккомпозити в магнітних полях», Слобожанщина, 2005. - 240.
3. Політехнічний словник. Гол.ред. І. І. Артоболевський. - М.: «Радянська енциклопедія», 1977. – 278.
4. Физический энциклопедический словарь. — М.: Советская энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров. 1983. – 345.
5. Кирик Г.В.,Стадник О.Д. Електропровідність полімерних композиційних матеріалів, сформованих в оберненому магнітному полі. Вісник СумДУ, №8(67),2004,95 -101.

Анотація. Вакула В. О. Розрахунок коефіцієнтів перенесення модельних композиційних матеріалів. В роботі розраховано загальну провідність композиційних матеріалів та побудовано залежність провідності від об'ємної долі компонента для загальної формули, формули Оделевського та Ліхтенеккера.

Ключові слова: композиційні матеріали, провідність, поліамід.

Аннотация. Вакула В.А. Расчет коэффициентов переноса модельных композиционных материалов. В работе рассчитана общая проводимость композитных материалов и построена зависимость проводимости от объемной доли компонента для общей формулы, формулы Оделевського и Лихтенеккера.

Ключевые слова: композитные материалы, проводимость, полиамид.

С.А. Вершинский, А.Н. Бугай, М.И. Захарец, В.Л. Денисенко, В.Е. Сторижко
Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы
topicers@gmail.com

Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор, академик НАНУ Сторижко В.Е.

ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ

В науке и технике в качестве источников рентгеновского излучения широко используются рентгеновские трубки. Принципиальной проблемой подобных источников, в которых рентгеновское излучение генерируется под действием электронных пучков, является высокий уровень тормозного излучения. В то же время при генерации рентгеновского излучения под действием ионных пучков уровень фона на несколько порядков ниже по сравнению с электронным возбуждением. Таким образом, задача создания источника, в котором рентгеновское излучение генерируется под действием пучка протонов, является актуальной. Работы по созданию такого источника ведутся в Институте прикладной физики НАН Украины.

Были проведены расчеты выхода рентгеновского излучения, которые детально описаны в нашей предыдущей работе [1]. Из результатов расчетов следует, что использование протонных пучков с энергией в несколько МэВ позволяет получить одинаковый с электронным пучком с энергией 30-50 кэВ выход излучения К-линий, но при этом на два порядка понизить фон тормозного излучения.

Источник (см. рис.1) состоит из электростатического ускорителя [2], создающего пучок ионов, который фокусируется дублетом электростатических квадрупольных линз на конвертере, из которого происходит генерация рентгеновского излучения.

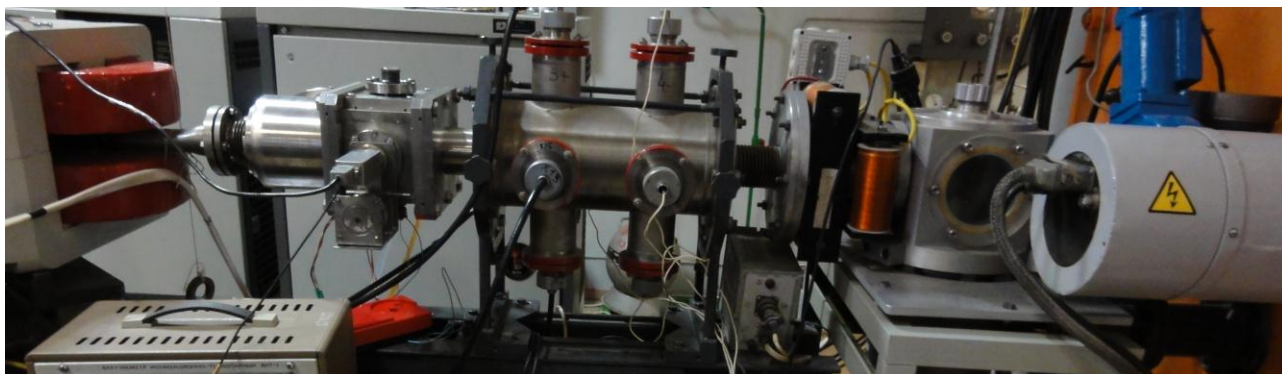


Рис. 1. Внешний вид источника квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе электростатического ускорителя протонов

Результаты измерений спектров рентгеновского излучения из источника представлены на рис. 2. Измерения проводились при энергии протонов 1 МэВ и токе пучка 30 мкА, в качестве детектора использовался Amptek XR-100SDD. Для того, чтобы отфильтровать линию $\text{CuK}\beta$, дополнительно был использован Ni фильтр (см. Y1 на рис.2).

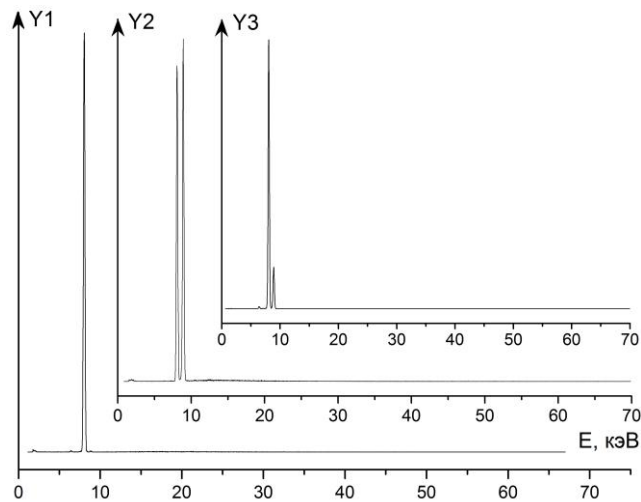


Рис. 2. Спектры рентгеновского излучения из медного конвертера. Y1 (с применением Ni фильтра) и Y2 (без Ni фильтра) – измеренные на источнике рентгеновского излучения; Y3 – измеренный на канале RBS в условиях вакуума

Будем подразумевать под степенью монохроматичности отношение числа фотонов, приходящихся на К-серию, к общему числу зарегистрированных фотонов. Тогда из анализа спектра Y1 следует, что степень монохроматичности источника не ниже 95%. Ширина линии обусловлена главным образом величиной энергетической разрешающей способности детектора, которая для К-серии Cu составляет примерно 0.2 кэВ. Необходимо отметить, что на самом деле ширина линии намного меньше, и вероятно близка к природной ширине $K\alpha$ линии меди, которая составляет 2.11 эВ для $CuK\alpha_1$ и 2.17 эВ для $CuK\alpha_2$ [3].

Литература

1. Шабельников Л.Г., Денисенко В.Л., Ильяшенко М.В., Сторижко В.Е., Дрозденко А.А., Вершинский С.А. Проект источника квазимонохроматического рентгеновского излучения на базе ускорителя протонов, снабженного рентгенооптической системой // *Металлофиз. новейшие технол.* - 2010. - Т. 32, вып. 1. - С. 1 - 12.
2. В.Е. Сторижко, А.А. Дрозденко, В.И. Мирошниченко, А.Г. Пономарев. Микроаналитический комплекс на базе компактного электростатического ускорителя ИПФ НАН Украины. // *Proc. Int. Conf. Current Problems Nucl. Phys. At. Energy NPAE'2006, 29.05-3.06.2006, Kyiv, Ukraine - Kyiv, 2007, p. 745-753.*
3. Grieken R. E., Markowicz A. A. (ed.), "Handbook of X-Ray Spectrometry", Second Edition Revised and Expanded, Marcel Dekker, Inc. 2002, New York, Basel.

Анотація. С.О. Вершинський, О.М. Бугай, М.І. Захарець, В.Л. Денисенко, В.Ю. Сторіжко. Джерело квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання на базі прискорювача протонів. В Інституті прикладної фізики НАН України створено та випробувано джерело квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання на базі електростатичного прискорювача протонів. Аналіз спектрів, отриманих із джерела, показує, що ступінь монохроматичності джерела не гірше 95%.

Ключові слова: джерело квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання, електростатичний прискорювач, спектри рентгенівського випромінювання.

Аннотация. С.А. Вершинский, А.Н. Бугай, М.И. Захарец, В.Л. Денисенко, В.Е. Сторижко. Источник квазимонохроматического рентгеновского излучения на базе ускорителя протонов. В Институте прикладной физики НАН Украины создан и испытан источник квазимонохроматического рентгеновского излучения на базе

электростатического ускорителя протонов. Анализ спектров, измеренных из источника, показывает, что степень монохроматичности источника не ниже 95%.

Ключевые слова: источник квазимонохроматического рентгеновского излучения, электростатический ускоритель, спектры рентгеновского излучения.

А.А. Внученко

*Институт прикладной физики НАНУ, г. Сумы
vnuchenko@ukr.net*

Научный руководитель: к.ф.-м.н., с.н.с. Денисенко В.Л.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ

Дефекты кристаллической структуры оказывают значительное влияние на физические свойства кристаллических твердых тел. Одним из методов для изучения дефектов в монокристаллических образцах является метод каналирования ионов [1].

При зондировании кристалла пучком заряженных частиц вдоль основных кристаллографических осей или плоскостей можно определить местоположение примесного атома или дефекта. Такая возможность возникает вследствие перераспределения плотности потока каналированных частиц.

Цепочки атомов в кристалле образуют периодическую структуру. Движение в периодическом поле цепочек будет определяться суммарным потенциалом цепочек атомов кристалла в пределах элементарной ячейки, хорошая аппроксимация которого достигается модифицированной функцией Линдхарда с четырьмя подгоночными параметрами для учета тепловых колебаний атомов и влияния соседних цепочек атомов на непрерывный потенциал кристалла. Выбор функции определяется соображениями удобства использования в конкретных расчетах соответствующего кулоновского потенциала.

Исследование угловой зависимости выхода обратного рассеяния при осевом и плоскостном каналировании позволяет непосредственно определить локализацию примесных атомов с помощью обратного рассеяния. В угловых зависимостях обратного рассеяния содержится больше информации, чем в энергетических спектрах. Так, например, можно различить рассеяние на дефектах или примесных атомах, находящихся в различных местах при зондировании в определенном кристаллографическом направлении. Кроме того, сравнение различных относительных максимумов в угловой зависимости позволяет определить относительную заселенность измеряемых местоположений.

Важно знать распределение потока каналированных частиц, как функции расстояния от оси атомной цепочки. Из предположения цилиндрической симметрии, сохранения поперечной энергии и однородной вероятности обнаружения иона в разрешенной области $(\pi r_0^2 - \pi r_{ав}^2)$ на поверхности кристалла можно получить функцию распределения потока [3]

$$f(r) = \ln \frac{r_0^2}{r_0^2 - r^2}.$$

Эффект каналирования и состоит в преобразовании пространственно однородного распределения потока к сильно неоднородному распределению. Такое распределение потока демонстрирует самую отличительную черту каналирования, а именно: интенсивность потока и, следовательно, вероятность близких столкновений стремится к нулю около атомных цепочек.

Из зависимости видно, что плотность потока увеличивается к центру канала, где интенсивность намного превышает единичное значение, равное плотности потока неканализованных частиц. Поэтому при канализовании выход рассеяния на примесях, расположенных в междоузлиях вблизи центра каналов ($r \approx r_0$), намного превышает выход в отсутствие канализования.

На рис. 1 показана зависимость вероятности близких столкновений (нормированного выхода) от угла между направлением пучка ионов He с энергией 1 МэВ и осью (110) в кремнии, содержащем 5×10^{14} (атомов Yb)/см² (результат имплантации атомов Yb с энергией 60 кэВ при 450°C). Высокий выход рассеяния на атомах Yb явился первым указанием на увеличение плотности потока при канализовании [4-5]. Замещающая примесь давала бы угловую зависимость выхода, подобную зависимости выхода для матрицы. Ясно, что атомы Yb не замещают атомы исходной решетки, а расположены там, где интенсивность потока значительно больше, чем при отсутствии канализования, то есть в междоузлиях.

Необходимую информацию о местоположении и концентрации внедренных атомов можно получить, зная выход ядерных реакций и пространственное распределение потока канализованных частиц в кристаллической решетке. Аналитически рассчитать пространственное распределение потока практически невозможно, поэтому разработка численных методов его вычисления является задачей первостепенной важности.

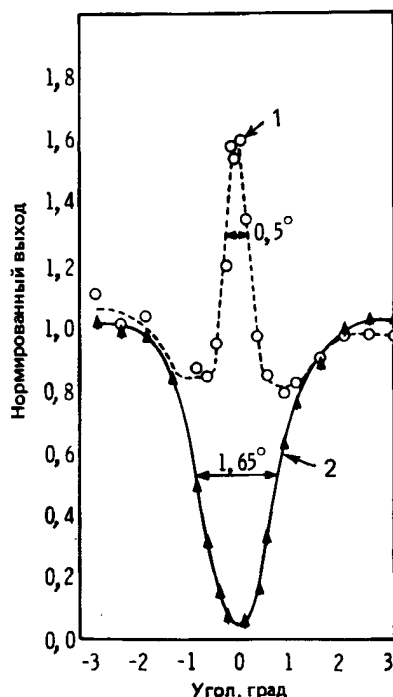


Рис. 1. Зависимость нормированного выхода обратного рассеяния ионов He от угла между направлением пучка и осью (110) в кремнии:

1 — выход рассеяния на атомах Yb; 2 — выход рассеяния на матрице [4].

Эффект канализования заряженных частиц послужит фундаментом для создания новых экспериментальных методов исследования структуры кристаллов. Использование особенностей метода канализования в многокомпонентных кристаллах позволяет получить информацию о структуре кристаллов, недоступную другим методам.

Литература

1. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф., Трутень В.И., Гриненко А.А, Сыщенко В.В. УФН. — 165. — 1995. — С 1165.

2. Рябов В.А. Эффект каналирования.-М.: Энергоатомиздат, 1994. - С. 240.
3. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — С. 344.
4. Anderson J.U., Andreason O., Davies J.A., Uqgerhoj E., Radiation Effects, 7,25 - 1971.
5. Tulinov A.F., Kulikauskas A.S., Malov M.M. Proton scattering from tungsten single crystals.// Phys.Lett. 1965, 18, p. 304–308.

Анотація. Внученко А.О. Дослідження місцезнаходження домішкових атомів і дефектів в монокристалах методом каналювання іонів. В роботі розглянуто особливості орієнтаційних ефектів при проходженні прискорених іонів через монокристал. Визначено основні параметри, які характеризують каналювання. Показана залежність ймовірності близьких зіткнень від кута між напрямом пучка іонів і віссю.

Ключові слова: каналювання, місцезнаходження домішок, дефекти, кулонівський потенціал, зворотне розсіяння, ядерна реакція.

Аннотация. Внученко А.А. Исследование местоположения примесных атомов и дефектов в монокристаллах методом каналирования ионов. В работе рассмотрены особенности ориентационных эффектов при прохождении ускоренных ионов через монокристалл. Определены основные параметры, характеризующие каналирование. Показана зависимость вероятности близких столкновений от угла между направлением пучка ионов и осью.

Ключевые слова: каналирование, местоположение примеси, дефекты, кулоновский потенциал, обратное рассеяние, ядерная реакция.

М.О. Дрозденко

*Інститут прикладної фізики НАН України, м.Суми
mdmike@rambler.ru*

Науковий керівник: д.ф.-м.н., професор, академік НАНУ Сторіжко В.Ю.

ВИЗНАЧЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ УСТАНОВОК РЕНТГЕН-ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛІЗУ

Інтенсивність характеристичної рентгенівської лінії i -го елемента $Int(E_i)$ можна описати наступним виразом [1]:

$$Int(E_i) = GS(E_i) \frac{1 - e^{-\mu_{tot}\xi}}{\mu_{tot}}, \quad (0.1)$$

де G - геометричний фактор приладу; $S(E_i)$ - чутливість приладу; μ_{tot} - повний масовий коефіцієнт поглинання $\left(\mu_{tot} = \frac{\mu(E_0)}{\sin \alpha} + \frac{\mu(E_i)}{\sin \beta} \right)$.

У випадку товстої мішені ($\mu_{tot}\xi \gg 1$), чутливість $S(E_i)$ легко виразити через інтенсивність, нормовану на живий час експерименту та струм рентгенівської трубки:

$$S(E_i) = \frac{P}{G \cdot t \cdot I \cdot C} \left(\frac{\mu(E_0)}{\sin \alpha} + \frac{\mu(E_i)}{\sin \beta} \right), \quad (0.2)$$

де P - площа піку характеристичної лінії; t - живий час експерименту; C - концентрація досліджуваного елемента в зразку; I - струм рентгенівської трубки.

Для отримання залежності чутливості приладу від атомного номера Z необхідно отримати ряд спектрів та провести розрахунки згідно (0.2). Обробку спектру зручно проводити використовуючи програму QXAS AXIL [2].

Теоретична чутливість розраховується з урахуванням параметрів рентгенівської трубки, використовуючи запропоновану Ебелем модель виходу рентгенівського випромінювання [3], товщини берилієвого вікна, геометрії приладу та характеристик фільтрів. Оскільки G для даного приладу залишається невідомим, то простіше за все нормувати чутливість на величину чутливості одного з елементів в середині діапазону, наприклад по залізу.

З рисунку 1 видно непогану узгодженість теоретичних та експериментальних результатів. Чутливість для елементів Se та Sr набагато нижчу за очікувану можна пояснити тим, що зразок був надто вологим, зразки з цими елементами представляють собою компаунди $\text{SeO}_2 + \text{C}_{38}\text{H}_{76}\text{N}_2\text{O}_2$ та $\text{SrCO}_3 + \text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$, відповідно.

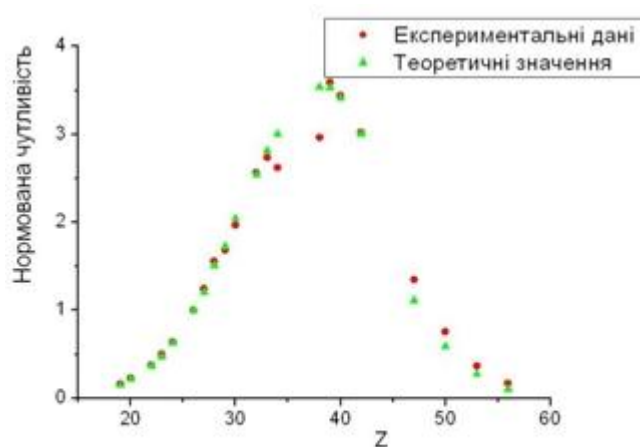


Рисунок 1 – Чутливість портативного спектрометра

Література

1. Elemental Sensitivities of Metals in X-Ray Photoelectron Spectroscopy, Morteza Janghorbani, Martti Vulli, and Kurt Starke F. 8. 14, Kernchemie, Philipps-Universität Marburg, Marburg (Lahn), Germany 2200 ANALYTICAL CHEMISTRY, VOL. 47, NO. 13, NOVEMBER 1975.
2. Quantitative X-ray Analysis System Manual, XRF Group IAEA Laboratories Seibersdorf A-2444 Seibersdorf, Austria.
3. H. Ebel, X-ray Spectrometry, 28 (1999) 255.

Анотація. Дрозденко М.О. **Визначення чутливості установок рентген-флуоресцентного аналізу.** В роботі описаний метод визначення чутливості елементів для рентгенівських спектрометрів та показана непогана узгодженість експериментальних даних та теоретичних розрахунків.

Ключові слова: інтенсивність, геометричний фактор, чутливість.

Аннотация. Дрозденко М.А. **Определение чувствительности установок рентген-флуоресцентного анализа.** В работе описан метод определения чувствительности элементов для рентгеновских спектрометров и показана неплохая согласованность экспериментальных данных и теоретических расчетов.

Ключевые слова: интенсивность, геометрический фактор, чувствительность.

М. М. Дяченко

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
dyachenko.mikhail@mail.ru*

Науковий керівник: к.ф.-м.н. Холодов Р.І.

ЕЛЕКТРИЧНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ЗАМАГНІЧЕНОЇ ЕЛЕКТРОННОЇ ПЛАЗМИ В ЛІНІЙНОМУ НАБЛИЖЕННІ ЗА ТЕМПЕРАТУРОЮ

Найвідомішим методом охолодження заряджених частинок є електронне охолодження. Воно знаходить застосування у сучасних колайдерах важких та легких частинок. Це в свою чергу робить актуальними задачі з теорії проходження іонів через замагнічену електронну плазму.

Ідею методу електронного охолодження запропонував Будкер Г.І. в 60-их рр.[1]. В основі такого охолодження покладено зіткнення накопичених іонів з частинками введеного "холодного" електронного пучка. При кожному зіткненні частина поперечної енергії іона передається електронам. Таким чином іонний пучок охолоджується, а електронний відповідно нагрівається. Нагрітий електронний пучок неперервно виводиться з накопичувальної системи і постійно "оновлюється" холодним пучком, так що циркулюючий пучок постійно охолоджується.

Довгий час для теоретичного опису електронного охолодження використовувався метод парних зіткнень, який успішно описував основні процеси, які виникають при охолодженні заряджених частинок.

Альтернативними теоріями є методи кінетичного рівняння Власова (діелектрична модель) та квантової теорії поля, які враховують далекі зіткнення частинки з електронною плазмою [2,3]. Однією з головних теоретичних задач електронного охолодження є знаходження втрат енергії зарядженої частинки. В теорії парних зіткнень та методах фізики плазми при розрахунку сили тертя виникають розбіжності на межах інтегрування, які ліквідовують вводячи певні феноменологічні параметри і результати мають лише логарифмічну точність. Методи ж квантової теорії поля дають можливість отримати точні результати без введення таких параметрів, що є головною перевагою цього методу.

Слід підкреслити, що в електронному охолодженні електронний пучок має суттєву анізотропію розподілу за швидкостями, що пов'язано з прискоренням пучка електронів [1].

В даній роботі методами квантової теорії поля (метод функції Гріна та діаграмна техніка) [2,3] знайдений зручний вигляд електричної сприйнятливості замагніченої електронної плазми з врахуванням анізотропії температури в лінійному наближенні для подальшого розрахунку втрат енергії зарядженої частинки при електронному охолодженні та квантові поправки до неї.

За методом квантової теорії поля електрична сприйнятливості плазми визначається [2,3]:

$$\chi(\vec{k}, \omega) = -\frac{P(\vec{k}, i\omega)}{k^2}, \quad (1)$$

де $P(\vec{k}, i\omega)$ – поляризаційний оператор, для розрахунку якого використовується діаграмна техніка. В даній роботі розглядається електронний газ з анізотропним за температурою розподілом, який знаходиться в зовнішньому постійному однорідному магнітному полі. Для проведення необхідних оцінок використовуються параметри характерні для електронного пучка, яким охолоджують пучки заряджених частинок. Перехід до анізотропного розподілу за температурою здійснюється за таким правилом:

$$\frac{\varepsilon}{T} \rightarrow \frac{\varepsilon_{\parallel}}{T_{\parallel}} + \frac{\varepsilon_{\perp}}{T_{\perp}}, \quad (2)$$

де ε - енергія електрона, $\varepsilon_{\parallel, \perp}$ - повздовжня та поперечна енергії електрона відносно напрямку силових ліній магнітного поля.

Основні параметри задачі: $\delta \equiv \frac{\hbar\omega_B}{2T_{\perp}}$ - відношення відстані між сусідніми рівнями

Ландау $\hbar\omega_B$ до енергії поперечного теплового руху, $a \equiv \frac{(\hbar k_{\perp})^2}{2m\hbar\omega_B}$ - відношення поперечної енергії $(\hbar k_{\perp})^2/2m$ до відстані між сусідніми рівнями Ландау $\hbar\omega_B$. За параметром a можна виділити два граничних випадки: $a \gg 1$ - слабе магнітне поле, $a \ll 1$ - сильне магнітне поле.

В одпетльовому наближенні та у випадку сильного магнітного поля електрична сприйнятливість має вигляд :

$$\chi(\omega, \vec{k}, T) = \chi(\omega, \vec{k}, 0) + AT_{\parallel} + BT_{\perp} + C, \quad (3)$$

де

$$\begin{aligned} \chi(\omega, \vec{k}, 0) &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \right), \quad A = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_z^2}{m} \left(\frac{3k_z^2}{\omega^4} + k_{\perp}^2 \frac{3\omega^2 + \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^3} \right), \\ B &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_{\perp}^2}{m} \left(\frac{3k_{\perp}^2}{(\omega^2 - 4\omega_B^2)(\omega^2 - \omega_B^2)} + \frac{k_z^2}{\omega^2} \frac{3\omega^2 - \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^2} \right) \\ C &= -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{3\hbar k_{\perp}^4 k_z^2 T_{\perp}}{8m^2 \omega^2 \omega_B^3} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^4 k_z^2}{8m^2 \omega^2 \omega_B^2} + \frac{\hbar^2 k_z^6}{4m^2 \omega^4} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2 k_z^4}{4m^2} \frac{3\omega^2 + \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^3} \right) \end{aligned}$$

Для перевірки одержаного виразу (3) розглянемо квазікласичний випадок ($\hbar \rightarrow 0$) ізотропної електронної плазми ($T = T_{\parallel} = T_{\perp}$), яка знаходиться в постійному однорідному магнітному полі. Тоді сприйнятливість з (3) визначається:

$$\chi(\omega, \vec{k}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left\{ \frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)} + \frac{T}{m} \left[\frac{3k_z^4}{\omega^4} + k_{\perp}^2 k_z^2 \frac{6\omega^4 - 3\omega^2 \omega_B^2 + \omega_B^4}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_B^2)^3} + \frac{3k_{\perp}^4}{(\omega^2 - 4\omega_B^2)(\omega^2 - \omega_B^2)} \right] \right\} \quad (4)$$

З фізики плазми добре відома формула для визначення електричної сприйнятливості магнітоактивної електронної плазми

$$\chi(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 \nu_{Te}^2} \left(1 - \sum_n \frac{\omega}{\omega - n\omega_B} A_n(z) F(\beta_n) \right), \quad (5)$$

де $A_n(z) = e^{-z} I_n(z)$, $z \equiv \frac{k_{\perp}^2 \nu_{Te}^2}{\omega_B^2}$, $\beta_n \equiv \frac{\omega - n\omega_B}{\sqrt{2} k_z \nu_{Te}}$, ω_{pe} - плазмова частота електронів, ν_{Te} - тепла швидкість електронів, $I_n(z)$ - функція Беселя від уявного аргументу, $F(\beta_n)$ - дисперсійна функція плазми.

У випадку холодної плазми виконуються співвідношення [4]

$$\frac{k_{\perp} \nu_{Te}}{\omega_B} \ll 1, \quad \frac{\omega - n\omega_B}{\sqrt{2} k_z \nu_{Te}} \gg 1.$$

Проводячи розвинення в ряд Тейлора (5) та залишаючи доданки, які враховують температуру в лінійному наближенні можна одержати формулу (4).

Література

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение. Основные возможности в физике элементарных частиц // УФН. – 1978. – Т.124. – №4. – С. 561-595.
2. Ларкин А.И. Прохождение частиц через плазму // ЖЭТФ. – 1959. – Т.37. – №1. – С. 264-272.
3. Ахиезер И.А. К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле // ЖЭТФ. – 1961. – Т.40. – №3. – С. 954-962.
4. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы // М.:Высшая школа, – 1978. – 407 с.

Анотація. Дяченко М. М. Електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми в лінійному наближенні за температурою. Методами квантової теорії поля досліджується електрична сприйнятливість електронної плазми. Знайдена електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми з врахуванням анізотропії температури в лінійному наближенні та квантові поправки до неї.

Ключові слова: електронне охолодження, електрична сприйнятливість, поляризаційний оператор, замагнічена електронна плазма, анізотропія температури.

Аннотация. Дяченко М.М. Электрическая восприимчивость замагниченной электронной плазмы в линейном приближении по температуре. Методами квантовой теории поля исследуется электрическая восприимчивость электронной плазмы. Найдена электрическая восприимчивость замагниченной электронной плазмы с учетом анизотропии температуры в линейном приближении и квантовые поправки к ней.

Ключевые слова: электронное охлаждение, электрическая восприимчивость, поляризационный оператор, замагниченная электронная плазма, анизотропия температуры.

В.Ю. Жовкльий, А.Б. Дудник, А.Н. Бугай

*Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы
joule@ukr.net*

Научный руководитель: Бугай А.Н.

СПЕКТРОМЕТР ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ

Дефектоскопия является важной процедурой при исследовании материалов. Поиск дефектов проводится на разных уровнях: макро, микро, нано и т.д. Одним из основных методов поиска дефектов на наноуровне является позитрон-аннигиляционная спектроскопия. Данный метод позволяет обнаружить позитрончувствительные дефекты (атомарные вакансии и их более крупные скопления, неоднородности кристаллической решетки и т.п.) Данный метод основан на регистрации γ -квантов возникающих при аннигиляции позитрон-электронной пары. Существует несколько видов позитрон-аннигиляционной спектроскопии: доплеровское уширение аннигиляционной линии, метод угловой корреляции и спектрометр времени жизни позитронов.

В Институте прикладной физики НАН Украины создается спектрометр времени жизни позитронов. Конструкция нашей установки отличается от общепринятого спектрометра жизни позитронов. В общепринятом случае [1] применяют метод $\gamma\gamma$ -совпадений. Источник позитронов помещен между двумя исследуемыми образцами и образует так называемый “сэндвич”. К образцам вплотную подведены стартовый и

стоповый детекторы, которые регистрируют рождение и аннигиляцию позитрона. При рождении позитрона испускается γ -квант с энергией 1.274 МэВ который регистрируется стартовым детектором. При попадании в образец позитрон термализуется и аннигилирует испуская два γ -кванта с энергиями 0,511 МэВ, которые регистрируются стоповым детектором. Разница во времени между регистрациями и составляет время жизни позитрона в образце. Время жизни позитрона в дефектах различается для дефектов различных типов и в бездефектных объемах образца. Для получения результатов о неоднородностях и дефектах собирают спектр из более 10 тысяч событий, который имеет вид гауссианы, и аппроксимируют его. Углы касательных характеризуют о присутствии и размере дефектов.

В предлагаемой конструкции применен метод $\beta\gamma$ -совпадений. Источник позитронов с помощью пневматического привода вводится в камеру источника позитронов. При помощи коллиматора формируется пучок позитронов, который направляется на исследуемый образец. Перед образцом находится стартовый органический сцинтиллятор NE-102 толщиной 60 мкм. При прохождении позитронов через сцинтиллятор, они теряют часть энергии, которая идет на излучение фотонов. Фотоны, испускаемые стартовым сцинтиллятором, отражаются от экрана и собираются в световоде, который соединен со стартовым ФЭУ. За образцом находится стоповый сцинтиллятор BaF₂. Стоповый ФЭУ регистрирует фотоны, испущенные при аннигиляции электрон-позитронной пары. Время между регистрациями является временем жизни позитрона.

Общепринятая конструкция имеет ряд недостатков, одним из которых является регистрация актов аннигиляции позитронов в источнике и защитной фольге, окружающей источник позитронов. Такие регистрации создают две дополнительные (паразитные) компоненты в спектре времени жизни. Их относительный уровень составляет примерно 9%.

В предложенной конструкции спектрометра также происходит регистрация паразитной компоненты спектра, вызванной аннигиляцией позитронов в теле стартового детектора. Однако относительный уровень этой компоненты существенно меньше, чем в общепринятой схеме. Он составляет примерно 0,5%.

Литература

1. K. Rytso, J. Nissila, K. Kokkonen, A. Laakso, R. Aavikko, K. Saarinen, Appl. Surf. Sci. 194 (2002) 260.

Анотація. В.Ю. Жовклий, А.Б. Дуднік, А.Н. Бугай. Спектрометр часу життя позитронів В роботі описаний спектрометр часу життя позитронів, який створюється в Інституті прикладної фізики НАН України. Розглянуто особливості конструкцій стандартного спектрометра та спектрометра ІПФ НАНУ.

Ключові слова: позитрон, анігіляція, спектрометр часу життя позитронів, дефекти.

Аннотация. В.Ю. Жовклий, А.Б. Дудник, А.Н. Бугай. Спектрометр времени жизни позитронов. В работе описан спектрометр времени жизни позитронов, который создается в Институте прикладной физики НАН Украины. Рассмотрены конструкции стандартного спектрометра и спектрометра ИПФ НАНУ.

Ключевые слова: позитрон, аннигиляция, спектрометр времени жизни позитронов, дефекты.

ЕЛЕКТРОВИБУХОВИЙ МЕТОД НАНЕСЕННЯ ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ

Електричним вибухом провідників (ЕВП) називають явище вибухоподібного руйнування металевого провідника при проходженні через нього імпульсу струму великої щільності. Явище це супроводжується яскравим спалахом світла, різким звуком, ударною хвилею, що поширюється в навколишньому провідник середовищі. Продуктами руйнування провідника є пари і дрібні частки металу, які в певних умовах можуть взаємодіяти з навколишнім середовищем, утворюючи різні хімічні сполуки.

При проходженні імпульсу струму через провідники в ньому виділяється тепло, що супроводжується порушенням металевої провідності, генерацією електромагнітних і ударних хвиль. На початковій стадії проходження струму через провідник він плавиться, нагрівається, випаровується. При цьому щільність провідника змінюється незначно. На стадії вибуху провідник розширюється у кілька разів, а електроопір зростає на два порядки. Виникають теплові та інші флуктуації. В деяких випадках провідник може дробитися на частинки розміром порядку десятків нанометрів [2].

До основних напрямів використання явища ЕВП в науці і техніці відносяться наступні:

- отримання високодисперсних порошків,
- напилення тонких плівок для потреб мікроелектроніки,
- створення потужних імпульсних джерел випромінювання для фотографування швидкісних процесів,
- оптичне накачування газових лазерів,
- отримання активних середовищ для лазерів на парах металів,
- створення імпульсних джерел нейтронів і електромагнітного випромінювання ультрафіолетового і рентгенівського діапазонів,
- прискорення мікрочастинок,
- створення швидкодіючих електропідривної розмикачів струму для високовольтних і потужнострумових електричних ланцюгів,
- зварювання металів,
- розвальцьовування труб,
- руйнування гірських порід,
- моделювання атомних вибухів,
- дефектоскопія і ін. [1]

Попередні результати проведені в Сумському педагогічному університеті ім.А.С.Макаренка дали більш високе значення адгезії порівняно з іншими методами нанесення.

Література

1. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 289с.
2. Стадник А.Д., Кирик Г.В. Полимерные композиты и нанокompозиты в магнитных полях. – Сумы: Слобожанщина, 2005. – 240с.

Анотація. Костюченко В.В. Електровибуховий метод нанесення захисних покриттів. В роботі детально розглянуто напрями використання явища ЕВП в науці і техніці.

Ключові слова: Електричний вибух провідників, адгезія, електровибуховий метод.

Аннотация. Костюченко В.В. Электровзрывной метод нанесения защитных покрытий. В работе подробно рассмотрены направления использования явления ЭВП в науке и технике.

Ключевые слова: Электрический взрыв проводников, адгезия, электровзрывной метод.

А.Б. Крамченков, М.І. Захарець, В.Л. Денисенко, В.Ю. Сторіжко
Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
akramchenkov@yandex.ru

ДОСЛІДЖЕННЯ ВМІСТУ ВОДНЮ В МАТЕРІАЛАХ МЕТОДОМ ERDA

В сучасному матеріалознавстві водень відіграє виключно важливу роль. Особливо це стосується матеріалів, що працюють в умовах низьких температур, та матеріалів, що піддаються опроміненню. В конструкційних матеріалах ядерної енергетики водень істотно впливає на еволюцію первинної мікроструктури матеріалу, що піддається опроміненню, а це викликає зміну макроскопічних характеристик. Зокрема, це втрата пластичності та окрихчення внаслідок формування гідридів, радіаційне розпухання та ін. В умовах низьких температур водень, навіть у якості мікродомішки, спричиняє явище низькотемпературного окрихчення матеріалів. [1].

З іншого боку, визначення концентрації водню є однією з найбільш складних задач, що постають перед сучасним матеріалознавцем, оскільки більшість аналітичних методик не є чутливими до водню. Серед методів аналізу водню слід зазначити мас-спектрометрію вторинних іонів (метод напівкількісний, руйнівний), метод резонансних ядерних реакцій (потребує прискорювача іонів фтору або азоту на енергію більше 6 МеВ), інфрачервону спектроскопію (дозволяє виявити водневий зв'язок) а також метод термоекстракції водню зі зразка та аналізу газової компоненти (руйнівний). Оскільки кожен з перелічених вище методів має свої переваги та недоліки, в останні роки інтенсивно розвивається так званий метод ядер віддачі (ERDA=elastic recoil detection analysis). Метод ERDA базується на розсіянні пучка іонів з енергією в декілька МеВ зразком та реєстрації ядер віддачі, що вибиваються пучком з мішені. Метод дозволяє визначення профілів концентрації водню в металах, має високу чутливість та є неруйнівним.

В Інституті прикладної фізики НАН України створений аналітичний прискорювальний комплекс (АПК) на базі компактного електростатичного прискорювача з максимальним потенціалом на кондукторі до 2 МВ [2]. В 2010 р. у складі АПК введений в експлуатацію новий аналітичний канал ядер віддачі [3]. Новий канал призначений для кількісного неруйнівного визначення профілів концентрації водню в матеріалах методом ядер віддачі. Межа виявлення водню в металах складає біля 10 артм (~ 10 атомів домішки на 1 млн. атомів матриці), дозволяє проводити дослідження навіть на зразках металів, де водень присутній у якості мікродомішки. Вакуумні умови в камері (~10⁻⁷ Па) унеможливають органічне забруднення зразків під час експерименту. Глибина аналізу залежить від матеріалу мішені, енергії

первинних іонів та кінематичних умов, але в середньому ця величина складає декілька мкм.

Нині на каналі ядер віддачі проводяться перші експериментальні дослідження для відпрацювання методик визначення профілів концентрації водню в матеріалах методом ядер віддачі. В роботі наведені результати перших досліджень на зразках гідриду титану та зразках особливо чистої міді. Експерименти проводились з використанням пучка однозарядних іонів гелію з енергією 1400 кеВ. Енергетичні спектри протонів віддачі вимірювались за допомогою стандартного кремнієвого поверхнево-бар'єрного детектора заряджених частинок, що був додатково оснащений вертикальною щілиною для колімації та поглинаючою фолією з алюмінію (товщина 5 мкм) для захисту детектору від розсіяного первинного пучка.

Література

1. Материаловедение: Учебник для высших технических учебных заведений. Б.Н. Арзамасов, И.И. Сидорин, Г.Ф. Косолапов и др.; Под общ. ред. Б.Н. Арзамасова.—М.: Машиностроение, 1986.—384 с.
2. В.Е. Сторижко, А.А. Дрозденко, В.И. Мирошниченко, А.Г. Пономарев // Труды XVI международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям – Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 2007 г. - С. 88-97.
3. А.Б. Крамченков, В.Е. Сторижко, А.А. Дрозденко, В.Л. Денисенко, Х.Д. Карстаньен // Наука та інновації. 2010. Т. 6. № 5. С. 32—37.

Анотація. Крамченков О.Б., Захарець М.І., Денисенко В.Л., Сторижко В.Ю. Дослідження вмісту водню в матеріалах методом ERDA. В роботі описаний один з методів ядерного мікроаналізу — метод ядер віддачі (ERDA). Зокрема, цей метод використовується для експериментального неруйнівного визначення концентрації водню в твердотільних зразках без використання етаалонів. В Інституті прикладної фізики НАН України створено та введено в експлуатацію обладнання для кількісного неруйнівного профілювання водню в матеріалах методом ядер віддачі. Крім того, розроблені методики дослідження вмісту водню в матеріалах для впровадження їх на каналі ядер віддачі.

Ключові слова: матеріалознавство, ядерний мікроаналіз, метод ядер віддачі.

Аннотация. Крамченков А.Б., Захарец М.И., Денисенко В.Л., Сторижко В.Е. Исследование содержания водорода в материалах методом ERDA. В работе описан один из методов ядерного микроанализа - метод ядер отдачи (ERDA). В частности, этот метод используется для экспериментального неразрушающего определения концентрации водорода в твердотельных образцах без использования эталонив. В Институте прикладной физики НАН Украины создан и введен в эксплуатацию оборудования для количественного неразрушающего профилирования водорода в материалах методом ядер отдачи. Кроме того, разработаны методики исследования содержания водорода в материалах для внедрения их на канале ядер отдачи.

Ключевые слова: материаловедение, ядерный микроанализ, метод ядер отдачи.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ ЗАМАГНІЧЕНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЗАДАЧІ ЕЛЕКТРОННОГО ОХОЛОДЖЕННЯ

Процес електронного охолодження – це процес зменшення ефективної температури пучка іонів або протонів, що циркулюють у вакуумній камері прискорювача або накопичувача, що відбувається в результаті зіткнень з електронами, що рухаються разом з пучком і мають меншу температуру. Г.І. Будкер запропонував в 1960 році використовувати електронне охолодження для зменшення емітансу пучків важких частинок.[1, 6, 8, 9]

Ідея методу полягає в наступному. В одній з прямолінійних ділянок вакуумної камери накопичувача, в якій циркулює пучок важких частинок, наприклад протонів, паралельно протонному пучку пропускається інтенсивний пучок електронів, що мають ту ж усереднену швидкість і малий розподіл за імпульсами (малу температуру). На спільній ділянці траєкторії "гарячий" газ протонів обмінюється енергією з "холодним" електронним газом в результаті кулонівських зіткнень і охолоджується. Це призводить до зменшення фазового об'єму протонного пучка по всіх ступенях свободи і пучок стискається. Охолодження триває до тих пір, поки температура протонів не стане рівною температурі електронного пучка. Встановлений кутовий розподіл q_p протонного пучка виявляється менше розподілу електронів q_e в $\sqrt{M/m}$ раз: $q_p = \sqrt{m/M}q_e$. Так як q_e може бути $\sim 10^{-3}$, то кутовий розподіл для протонів можна знизити до 10^{-5} . [6]

Цілком зрозуміла корисність методу електронного охолодження. Для покращення теоретичних розрахунків корисно проводити комп'ютерне моделювання. Складність роботи полягає в тому, що необхідно було з'ясувати чи можливо проводити моделювання таких процесів за допомогою програми Geant4. Наявністю відкритого коду було забезпечено можливість створення та редагування пакетів фізичних явищ. На сьогоднішній день отримано порівняльні характеристики Geant4 з аналогічною програмою ICool. Графіки зміни емітансу буде приведено нижче.

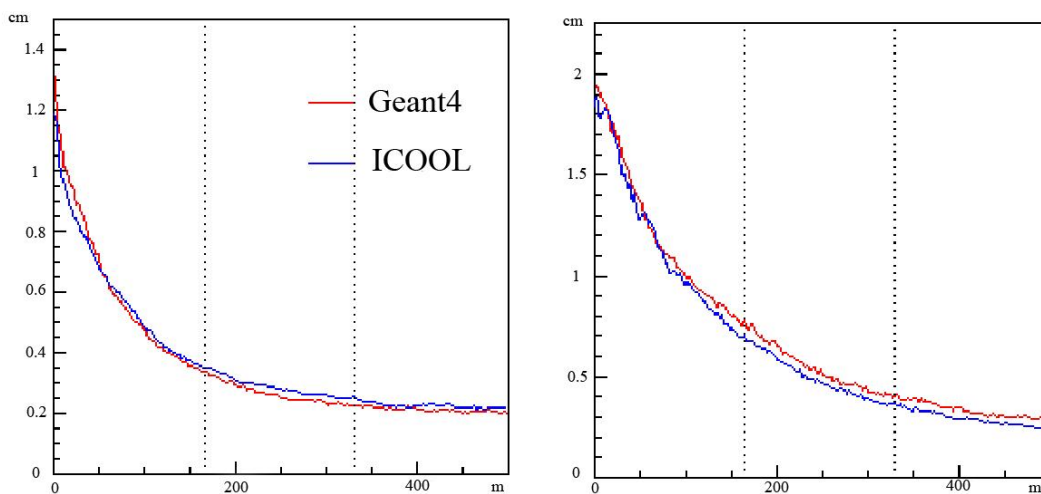


Рис. 1. Поперечний та повздовжній емітанс

Для моделювання динаміки необхідно враховувати, загальновідому у цій тематиці, формулу Пархумчука:

$$\vec{F} = -\frac{4\pi n_e e^4 Z^2 L}{m} \int \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_e}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|^3} f(v_e) d^3 v_e$$

Задачі: зробити висновки щодо доцільності використання Geant4 для моделювання електронного охолодження. За можливості розробити метод, який дозволить моделювання такого процесу. Описання загального теоретичного алгоритму моделювання. Провести калібрування. Моделювання деякого процесу електронного охолодження.

Висновок: з точки зору моделювання, електронне охолодження є складним процесом. Необхідна забезпеченість вкладеності описаних полів. Загалом моделювання електронного охолодження за допомогою Geant4 є можливим, що доводить не великі відхилення порівняльного рис. 1.

Література

1. М.А. Демичев, А.С.Жемчугов «Компьютерное моделирование физических процессов в детекторах с использованием пакета Geant4», 2006
2. Д. Перкинс «Введение в физику высоких энергий», 1991
3. М. Пескин, Д. Шредер «Введение в квантовую теорию поля», 2002
4. И. М. Соболев «Численные методы Монте-Карло», 1973
5. М. Реглер «Методы анализа данных в физическом эксперименте», 1993
6. Г. И. Будкер, А. Н. Сирийский «Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц», УФН 124/4
7. А.А.Коломенский, А. Н. Лебедев «Теория циклических ускорителей» М.: Физматгиз, 1962
8. Г. И.Будкер и др. «ParticleAcceleration», 1976
9. Н. С.Диканский, Д. В.Пестриков«Физика интенсивных пучков в накопителях» Новосибирск: Наука, 1989

Анотація. Люльченко С.О. Комп'ютерне моделювання динаміки замагніченого електронного пучка в задачі електронного охолодження. Розроблено загальний алгоритм моделювання динаміки замагніченого електронного пучка. Проведено калібрування та порівняння. Проведено моделювання як простих процесів (для перевірки коду) так і складного процесу, тобто електронного охолодження.

Ключові слова: електронне охолодження, динаміка пучка, моделювання, Geant4.

Аннотация. Люльченко С.А. Компьютерное моделирование динамики замагниченного электронного пучка в задаче электронного охлаждения. Разработан общий алгоритм моделирования динамики замагниченного электронного пучка. Проведены калибровки и сравнения. Проведено моделирование как простых процессов (для проверки кода), так и сложного процесса, т.е. электронного охлаждения.

Ключевые слова: электронное охлаждение, динамика пучка, моделирование, Geant4.

СКАНУЮЧА ЗОНДОВА МІКРОСКОПІЯ ЯК МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПОВЕРХНІ МАТЕРІАЛІВ

Найбільш молодий і разом з тим перспективний напрямок в дослідженні властивостей поверхні – скануюча зондова мікроскопія. Зондові мікроскопи мають рекордну роздільну здатність – менше ніж 0,1 нм. Вони можуть виміряти взаємодії між поверхнею і скануючим її мікроскопічним вістрям – зондом – і виводять тривимірне зображення на екран комп'ютера.

Методи зондової мікроскопії дозволяють не тільки бачити атоми і молекули, а й впливати на них. При цьому, що особливо важливо, об'єкти можуть вивчатися не обов'язково у вакуумі (що є звичним для електронних мікроскопів), але і в різних газах і рідинах. Винайшли зондовий скануючий тунельний мікроскоп в 1981 році співробітники Дослідницького центру фірми ІБМ Г. Біннінг і Х. Рорер (США). В основі роботи скануючого тунельного мікроскопа лежить квантово-механічне явище, зване тунельним ефектом. Дуже тонке металеве вістря – негативно заряджений зонд – підводиться на близьку відстань до зразка, теж металевому, зарядженого позитивно. У той момент, коли відстань між ними досягне декількох міжатомних відстаней, електрони почнуть вільно проходити через нього – «тунелювати»: через зазор потече струм.

Дуже важливе значення для роботи мікроскопа має різка залежність сили тунельного струму від відстані між вістрям і поверхнею зразка. При зменшенні зазору всього на 0,1 нм струм зростає приблизно в 10 разів, тому навіть нерівності розміром з атом викликають помітні коливання величини струму.

Щоб отримати зображення, зонд сканує поверхню, а електронна система зчитує величину струму. В залежності від того, як ця величина змінюється, вістря або опускається або піднімається. Таким чином, система підтримує величину струму постійною, а траєкторія руху вістря повторює рельєф поверхні, огинаючи височини та поглиблення. Інформація про рух вістря перетворюється в зображення поверхні, яке будується по точках на екрані. Ділянки різної висоти для наочності забарвлюються в різні кольори.

Наступний крок у розвитку скануючої зондової мікроскопії зробили в 1986 році Біннінг, Квейт і Гербер. Вони створили атомно-силовий мікроскоп. Для нього вирішальне значення має залежність сили взаємодії тіл від відстані між ними.

Зондом атомно-силового мікроскопа слугує мініатюрна пружна пластина – кантилевер. Причому один її кінець закріплений, на іншому ж кінці сформовано зондуюче вістря з твердого матеріалу – кремнію або нітриду кремнію. При переміщенні зонда сили взаємодії між його атомами і нерівною поверхнею зразка будуть згинати пластину. Домігшись такого переміщення зонда, коли прогин залишається постійним, можна отримати зображення профілю поверхні. Такий режим роботи мікроскопа, який має назву контактним, дозволяє вимірювати з роздільною здатністю в частки нанометра не тільки рельєф, а й силу тертя, пружність і в'язкість досліджуваного об'єкта.

У 1987 році І. Мартін і К. Вікрама-Сінгх (США) запропонували у якості зондуючого вістря використовувати намагнічену мікроголку. У результаті з'явився магнітно-силовий мікроскоп.

Такий мікроскоп дозволяє розгледіти окремі магнітні області в матеріалі – домени – розміром до 10 нм. Його також застосовують і для надщільного запису

інформації, формуючи на поверхні плівки домени за допомогою полів голки і постійного магніту. Подібний запис в сотні разів щільніше, ніж на сучасних магнітних та оптичних дисках.

Сьогодні подібні мікроскопи використовуються тільки в наукових дослідженнях. З їх допомогою відбуваються найбільш сенсаційні відкриття в генетиці та медицині, створюються матеріали з дивовижними властивостями. Однак уже найближчим часом очікується прорив, і перш за все, в медицині та мікроелектроніці. З'являться мікророботи, що доставляють по судинах ліки безпосередньо до хворих органів, будуть створені мініатюрні суперкомп'ютери.

Література

1. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Изд. 2-е, исправленное и до-полненное - М.: Наука-Физматлит, 2007 - 416 с.
2. Введение в физику поверхности: Пер. с англ. / Оура Кендзиро, Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М. - М. Наука, 2006. - 490 с.
3. С.В. Калюжний, Словарь нанотехнологических и связанных с нанотехнологиями терминов - М.: Наука-Физматлит, 2010 - 528 с.
4. Лабораторная работа / Исследование поверхности твердых тел методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). – [електронний режим доступу] <http://spm.unn.ru/education/education/STM/STM.htm>
5. ЛОМО Микросистемы(Дочерняя компания «ЛОМО»)/Сканирующий зондовый микроскоп . - <http://www.microscopya.ru/?d=7&c=3&m=1>

Анотація. Мамай О.К. Скануюча зондова мікроскопія як метод дослідження властивостей поверхні матеріалів. В роботі розглянуті питання скануючої зондової мікроскопії та її застосування для дослідження речовини. Особливу увагу приділено скануючому тунельному та атомно – силовому мікроскопам: принципам їх побудови, фізичним основам роботи та застосуванню на практиці.

Ключові слова: скануюча зондова мікроскопія, скануючий тунельний мікроскоп, атомно-силовий мікроскоп.

Аннотация. Мамай Е.К. Сканирующая зондовая микроскопия как метод исследования свойств поверхности материалов. В работе рассмотрены вопросы сканирующей зондовой микроскопии и ее применение для исследования вещества. Особое внимание уделено сканирующему туннельному и атомно - силовому микроскопам: принципам их построения, физическим основам работы и применению на практике.

Ключевые слова: сканирующая зондовая микроскопия, сканирующий туннельный микроскоп, атомно-силовой микроскоп.

К. О. Мідловець

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
pusik2889@mail.ru*

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доцент Салтикова А.І.

ФІЗИЧНА КАРТИНА СВІТУ

Становлення фізичної картини світу та її зміна завжди пов'язані із переглядом уявлення про простір і час, елементарні частинки, з яких побудована матерія, та взаємодії, які скріплюють ці частинки у єдине ціле. На основі аналізу останніх

досягнень фізики стверджується, що людство знаходиться на порозі чергової зміни наукової парадигми.

У розвитку науки час від часу виникають переломні етапи, так звані наукові революції, в результаті яких відбувається вихід на якісно новий рівень знань, радикальна зміна колишнього бачення світу або картини світу. Під науковою картиною світу звичайно розуміють найбільш загальне зображення реальності, в якому зведені у системну єдність усі наукові теорії, що допускають взаємне узгодження. Іншими словами, картина світу - це цілісна система уявлень про загальні принципи і закони будови природи. Наукова картина світу дає людині розуміння того, як влаштований світ, якими законами він управляється, що лежить в його основі і яке місце займає сама людина у Всесвіті. Відповідно, під час революції ці уявлення змінюються докорінним чином.

Оскільки фізика була і залишається сьогодні найбільш розвиненою і систематизованою природничою наукою, сучасна картина світу в значній мірі базується саме на її досягненнях, а розвиток самої фізики безпосередньо пов'язаний з побудовою фізичних картин світу, що змінюють одна одну. При постійному зростанні кількості дослідних даних картина світу тривалий час залишається незмінною. Із зміною фізичної картини світу починається новий етап в розвитку фізики з іншою системою початкових уявлень, принципів, гіпотез і стилю мислення, тобто іншою парадигмою. Під парадигмою у більш точному значенні розуміють початкову концептуальну схему, модель постановки проблем і їх рішення, методів досліджень, що панують протягом певного історичного періоду в науковому співтоваристві.

Ключовими у фізичній картині світу є три фундаментальні категорії: уявлення про простір-час, елементарні частинки з яких побудована матерія та взаємодії, які скріплюють ці частинки в єдине ціле. Тому зміна фізичної картини світу завжди пов'язана із переглядом цих фундаментальних понять. В історії фізики такий перегляд відбувався декілька разів, в результаті були побудовані механічна, електромагнітна та релятивістська картини світу. На думку деяких вчених ми живемо у час, коли відбувається чергова революція у фізиці, яка приведе до побудови нової еволюційно – синергетичної картини світу.

Можливість побудови «закінчених теорій» (механістична, електромагнітна, квантово – релятивістська) які майже повністю описують різні форми руху матерії, не означає що вони зможуть пояснити різноманітні закони природи. Кожна з цих теорій не враховує багато параметрів, але вони стають важливими при подальшому поглибленні у суть. Це і призводить до перегляду фундаментальних понять.

Можливість «закінчених теорій» означало б можливість кінця науки, далі якої нічого було б пізнавати. І навпаки, не переробна обмеженість кожної окремої теорії передбачає нескінченність всього наукового пізнання. Відомі науки, узагальнюючі теорії становлять важливі етапи її розвитку. Всі вони засновані на конкретних принципах, узагальнюючих певне коло фактів, і допускають можливість і необхідність свого подальшого розвитку шляхом створення все більш загальних і глибоких теорій, що враховують нові, невідомі раніше факти.

Література

1. Опанасюк А.С., Сучасна фізична картина світу. Мікро-, макро- та мегасвіти, Навчальний посібник для студентів усіх спеціальностей денної форми навчання. Частина 1, 2. - Суми: Видавництво СумДУ, 2005.- 223 с.
2. Планк М. Единство физической картины мира. М.: Наука, 1966
3. В.Л. Гинзбург Фізика: прошлое, настоящее, будущее //НАУКА И ЖИЗНЬ1999 год.

Анотація. Мідловець К.О. Фізична картина світу. В роботі розглянуті та систематизовані основні знання та уявлення про становлення та зміну фізичної картини світу.

Ключові слова: фізична картина світу, фундаментальні категорії, простір, час.

Аннотация. Мидловець К.А. Физическая картина мира. В работе рассмотрены и систематизированы основные знания и представления о становлении и изменении физической картины мира.

Ключевые слова: физическая картина мира, фундаментальные категории, пространство, время.

В.М. Недорешта

*Институт прикладной физики НАН Украины, м. Суми
nedoreshta@ukr.net*

ВПЛИВ ІНТЕНСИВНОГО ІМПУЛЬСНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА КОМПТОН-ЕФЕКТ

Розглянуто наближення, коли тривалість електромагнітного імпульсу значно більше характерного часу осциляцій хвилі

$$\omega\tau \gg 1. \quad (3)$$

Нелінійні ефекти в процесах взаємодії частинок з полем хвилі визначаються класичним релятивістськи-інваріантним параметром [1]

$$\eta_0 = \frac{eF_0\lambda}{mc^2}, \quad (4)$$

який чисельно дорівнює відношенню роботи поля на довжині хвилі до енергії спокою частинки. Задача розглядається для інтенсивних лазерів, коли $\eta_0 \ll 1$, $\eta_0^2 \ll 1$, що для оптичного діапазону частот відповідає інтенсивності зовнішнього поля $I \ll 10^{18}$ Вт/см².

Визначено кінематичні області протікання процесу. Якщо частота фотона, що розсіюється ω_i , знаходиться поблизу резонансної частоти ω_i^{res} , то процес протікає резонансним чином, якщо ж $|\omega_i/\omega_i^{res} - 1| \ll 1$, то має місце нерезонансний Комптон-ефект [2].

Отримано загальний релятивістський вираз для нерезонансного перерізу процесу розсіяння фотона на електроні в полі імпульсної світлової хвилі. Даний вираз для диференціального перерізу розсіяння в тілесний кут вильоту фотона має вид суми по парціальних диференціальних перерізах $d\sigma/d\Omega_{k_f} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} d\sigma_l/d\Omega_{k_f}$, кожен з яких відповідає процесам з вимушеним випромінюванням (поглинанням) певного числа фотонів хвилі:

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{k_f}} = 2\pi r_e^2 \frac{m^2}{(k_i p_i) E_f} \Delta_l. \quad (5)$$

Тут Δ_l - функція, яка фактично визначає вірогідність вимушеного випромінювання (поглинання) електронем $|l|$ -фотонів хвилі. Вона має громіздкий вигляд.

Показано, що в нерелятивістському випадку переріз розсіяння фотона на електроні в імпульсному полі, підсумоване по всіх парціальних процесах, істотно відрізняється від перерізу томсонівського розсіяння (див. рис.1).

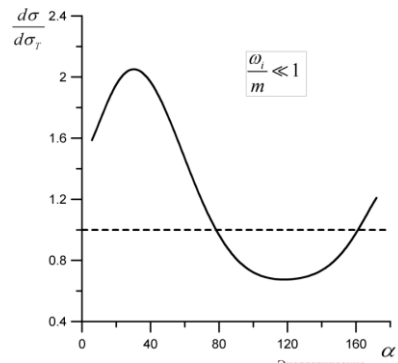


Рис. 1. Залежність відношення диференціального перерізу комптонівського розсіяння в полі імпульсної світлової хвилі до перерізу Томпсона від кута вильоту розсіяного фотона ($\eta_0 = 0.2$, $\omega_i = 0.5$ keV, $\omega = 2.35$ eV, $\theta_i = \pi/3$, $\alpha_i = 2\pi/3$)

Видно, що дана залежність характеризується наявністю мінімуму і максимуму. Їх положення залежить від початкової геометрії розсіяння, а саме кутом вльоту фотона. Варто відзначити, що в максимумі переріз в полі імпульсної хвилі в 2 рази перевищує переріз без поля.

Також проводилося порівняння результатів для імпульсної і монохроматичної хвилі. Показано, що імпульсний характер хвилі зменшує розмір перерізу.

Література

1. V.I. Ritus and A.I. Nikishov, Trudy FIAN **111**, 5 (1979).
2. A.I. Voroshilo, S.P. Roshchupkin, and V.N. Nedoreshta Laser Phys., 21, № 9, 1675–1687 (2011).

Анотація. Недорешта В.Н. Влияние интенсивного импульсного электромагнитного поля на Комpton-эффект. Для интенсивного внешнего поля, когда длительность электромагнитного импульса значительно больше характерного времени осцилляций волны, получено общее релятивистское выражение для нерезонансного сечения процесса комптоновского рассеяния. Показано, что в нерелятивистском случае данное сечение в импульсном поле существенно отличается от сечения комптоновского рассеяния в отсутствие внешнего поля.

Ключевые слова: Комpton-эффект, импульсное электромагнитное поле.

Анотація. Недорешта В.М. Вплив інтенсивного імпульсного електромагнітного поля на Комpton-ефект. Для інтенсивного зовнішнього поля, коли тривалість електромагнітного імпульсу значно більше характерного часу осциляцій хвилі, отримано загальний релятивістський вираз для нерезонансного перерізу процесу комптонівського розсіяння. Показано, що в нерелятивістському випадку даний переріз в імпульсному полі суттєво відрізняється від перерізу комптонівського розсіяння за відсутності зовнішнього поля.

Ключові слова: Комpton-ефект, імпульсне електромагнітне поле.

О. П. Новак

*Институт прикладної фізики НАН України, м. Суми
novak-o-p@ukr.net*

ІМОВІРНІСТЬ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КАСКАДІВ

Як відомо, в резонансних умовах квантово-електродинамічні процеси другого порядку за сталою тонкої структури можна наближено описати каскадом відповідних процесів першого порядку. Зокрема, народження електрон-позитронної пари електроном можна розглядати як випромінювання реального фотона електроном з

наступним фотонародженням пари. Оцінимо ймовірність такого каскаду [1]. Нехай в момент часу $t=0$ в магнітному полі рухаються n_0 електронів (рис. 1). Згідно визначення, ймовірність в одиницю часу – це величина, обернена до часу життя початкової частинки. Таким чином, в момент τ залишиться $n(\tau)$ початкових електронів (тобто таких, що не випромінювали фотони):

$$n(\tau) = n_0 e^{-W_r \tau}. \quad (1)$$

За малий інтервал часу $d\tau$ буде випромінено $dn_\gamma(\tau)$ фотонів:

$$dn_\gamma(\tau) = -\frac{dn(\tau)}{d\tau} d\tau = n_0 e^{-W_r \tau} W_r d\tau. \quad (2)$$

На момент часу t деяка частина фотонів народить електрон-позитронні пари. Кількість таких подій знайдемо подібно до (1):

$$dn_e(t) = dn_\gamma(\tau) \cdot (1 - e^{-W_p(t-\tau)}), \quad (3)$$

де W_p – ймовірність фотонародження. Підставляючи (2) в (3) та інтегруючи по τ в межах від 0 до t , знайдемо повне число утворених пар на момент часу t :

$$n_e(t) = n_0 \left[1 - e^{-W_r t} - \frac{W_r}{W_r - W_p} (e^{-W_p t} - e^{-W_r t}) \right]. \quad (4)$$

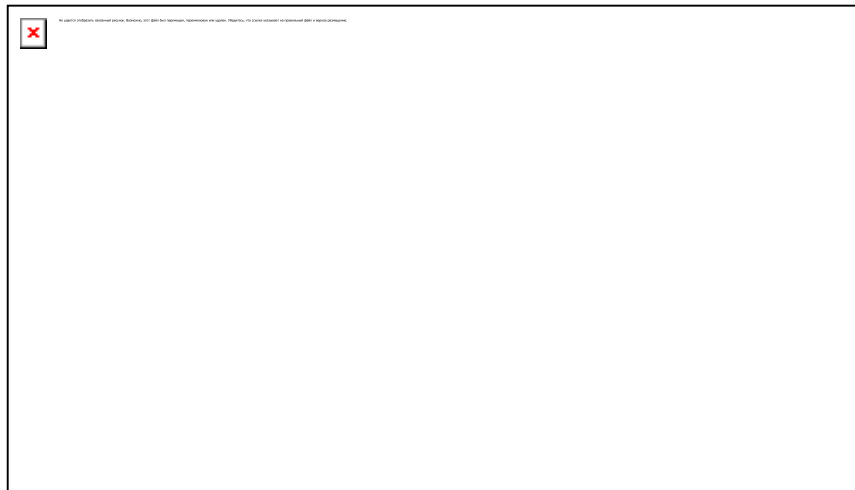


Рис. 1. Електромагнітний каскад в магнітному полі

Знайдений вираз значно спрощується, якщо для часу спостереження t виконуються умови

$$W_r t = 1, \quad W_p t = 1. \quad (5)$$

В такому випадку можна розвинути (4) в ряд тейлора. При цьому необхідно врахувати поправки до квадратичних включно, щоб одержати ненульовий результат. Знайдемо:

$$n_e(t) \approx n_0 W_r W_p \cdot \frac{t^2}{2}. \quad (6)$$

З іншого боку, в загальному випадку повинно виконуватися співвідношення

$$n(t) = n_0 (1 - e^{-Wt}) \approx n_0 Wt. \quad (7)$$

Порівнюючи цей вираз з формулою (6), знайдемо для ймовірності каскаду:

$$W \approx W_r W_p \cdot \frac{t}{2}. \quad (8)$$

Зазначимо, що резонансна ймовірність процесу може бути знайдена за формулою Брейта-Вігнера:

$$W = K \frac{W_r \cdot W_p}{\Gamma}, \quad (9)$$

де Γ – ширина віртуального фотону, яка визначає його час життя, K – деякий коефіцієнт, який може бути знайдений тільки за допомогою послідовного квантово-електродинамічного розрахунку. Таким чином, в рамках описаної моделі час життя віртуальної частинки дорівнює половині часу спостереження:

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{2}t. \quad (10)$$

Література

1. T. Erber. Review of Modern Physics 38 (4), pp. 626--659 (1966).

Анотація. Новак О. П. Імовірність електромагнітних каскадів. Визначено ймовірність народження електрон-позитронної пари в магнітному полі як добуток ймовірностей процесів випромінювання та фотонародження.

Ключові слова: квантова електродинаміка, випромінювання, народження пар, магнітне поле.

Аннотация. Новак А. П. Вероятность электромагнитных каскадов. Определена вероятность рождения электрон-позитронной пары в магнитном поле как произведение вероятностей процессов излучения и фоторождения.

Ключевые слова: квантовая электродинамика, излучение, рождение пар, магнитное поле.

Е.А. Падусенко, С.П. Рощупкин

*Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы
lpadusenko@yandex.ru*

НЕРЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА МЮОНЕ В ДВУХМОДОВОМ ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ

Создание лазеров в 60-х гг. прошлого века стимулировало активное изучение процессов в поле плоской электромагнитной волны. Многочисленные работы посвящены теоретическому исследованию квантовоэлектродинамических процессов, протекающих в лазерном поле большой интенсивности [1]. В настоящее время в практике физического эксперимента по взаимодействию излучения с веществом широко используются источники излучения с релятивистскими интенсивностями $10^{12} \div 10^{22} \text{ Вм/см}^2$, достижение которых стало возможным за счет использования сверхкоротких (пико- и фемтосекундных) лазерных импульсов [2]. В сильных импульсных полях существенно меняются угловые и энергетические характеристики частиц, нерезонансные и резонансные сечения процессов рассеяния [3]. Поэтому теоретическое изучение процессов рассеяния лептонов в импульсном поле является весьма актуальным [4-7]. В данной работе рассматривается рассеяние релятивистских электрона на мюоне в поле двух импульсных волн в области Бункина-Федорова, когда влиянием интерференции волн можно пренебречь.

Вероятность многофотонных процессов при взаимодействии электрона и мюона с полем волны и друг с другом определяются двумя характерными параметрами: классическим релятивистски-инвариантный параметр

$$\eta_e = eF_0\lambda/m_e c^2,$$

который численно равен отношению работы поля на длине волны к энергии покоя электрона (здесь c – скорость света в вакууме; e и m_e – заряд и масса электрона; F_0 – напряженность электрического поля в пике импульса, $\lambda = c/\omega$ – характерная длина

волны. Другой – квантовый параметр многофотонности Бункина-Федорова

$$\gamma_{0e} = eF_0 v_e / \hbar \omega^2 = \eta_{0e} m_e v_e c / \hbar \omega,$$

равный отношению работы поля на расстоянии, которое проходит электрон за характерное время осцилляции волны (ω^{-1}), к энергии фотона внешнего поля. Здесь \hbar – постоянная Планка; v_e – скорость электрона. Задача рассматривается в области умеренно-сильных полей:

$$\eta_e = 1, \gamma_{0e} \ll 1.$$

Для оптических частот ($\omega \sim 10^{15} \text{ c}^{-1}$) данная область отвечает напряженности электрического поля в диапазоне: $10^5 \div 10^6 \text{ В/см} \in F = 10^{10} \div 10^{11} \text{ В/см}$.

В плоскости, образованной импульсами начальных электрона и мюона и волновым вектором, т.н. интерференционной области, возникают интерференционные параметры, отвечающие за поглощение комбинационных частот $\Omega_{\pm} = \omega_1 \pm \omega_2$:

$$\alpha_{\pm} = m_e^2 \eta_{1e} \eta_{2e} / 2 (\omega_1 \pm \omega_2).$$

В области Бункина-Федорова влияние интерференционных параметров несущественно ($\alpha_{\pm} = 1$).

В дальнейшем используется релятивистская система единиц $\hbar = c = 1$ и стандартная метрика $(ab) = a_0 b^0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$.

4-потенциал поля двух эллиптически поляризованных импульсных волн, распространяющихся в одном направлении вдоль оси z с плоскостью поляризации xu , выбирается в виде:

$$A = A_1(\varphi_1) + A_2(\varphi_2), \quad A_j(\varphi) = \frac{F_j}{\omega_j} \cdot g_j(\varphi_j / \omega_j \tau_j) \cdot (e_{jx} \cos \varphi_j + \delta_j e_{jy} \sin \varphi_j), \quad j = 1, 2,$$

$$\varphi_j = k_j x = \omega_j (t - z), \quad e_{jx, jy}^2 = -1, \quad (e_{jx, jy} k_j) = 0.$$

Здесь δ_j – параметры эллиптичности волн; $k_j = (\omega_j, \mathbf{k}_j)$ – волновые 4-векторы; ω_j – частоты волн; e_{jx}, e_{jy} – 4-векторы поляризации волн. Функции $g_j(\varphi_j / \omega_j \tau_j)$ – огибающие потенциалов волн, позволяющие учесть импульсный характер поля лазера, τ_j – длительности импульсов волн ($\tau_1 : \tau_2$).

В работе рассмотрено приближение квазимонохроматической волны, когда за время импульса поле каждой из волн осуществляет большое число осцилляций:

$$\omega_j \tau_j / 2\pi = 1,$$

В борновском приближении нерезонансное дифференциальное сечение рассеяния релятивистских электрона на мюоне ($E_{e,\mu} \ll m_{e,\mu}$) в области Бункина-Федорова имеет вид суммы:

$$d\sigma = \sum_{l_1, l_2 = -\infty}^{\infty} d\sigma^{(l_1 l_2)},$$

где парциальное сечение $d\sigma^{(l_1 l_2)}$ для диапазона умеренно сильных полей факторизуется на сечение рассеяния электрона на мюоне в отсутствие внешнего поля ($d\sigma_0$) и вероятность излучения (поглощения) $|l_1|$ фотонов первой и $|l_2|$ второй волн ($W^{(l_1 l_2)}$):

$$d\sigma^{(l_1 l_2)} = d\sigma_0 \cdot W^{(l_1 l_2)}.$$

Установлено, что вероятность излучения или поглощения фотонов внешнего поля в случае импульсных волн циркулярной поляризации ($\delta_1 = -\delta_2 = +1$) определяется средним значением от соответствующих вероятностей излучения (поглощения) определенного числа фотонов в случае монохроматических волн:

$$W^{(l_1 l_2)} = \frac{1}{\rho} \int_{-\rho}^{\rho} J_1^2(\gamma_1 \cdot g_1(\phi)) J_2^2(\gamma_2 \cdot g_2(\phi)) d\phi, \quad \rho = T/\tau_2,$$

где T – время наблюдения ($T \ll \tau_j$). Аргументы функций Бесселя γ_j определяются кинематикой процесса. Излучение и поглощение фотонов первой и второй волн в области Бункина-Федорова не является независимым, в отличие от случая монохроматических волн [1, 4-7].

Литература

1. Рошупкин С.П., Ворошило А.И. Резонансные и когерентные эффекты квантовой электродинамики в световом поле. – Киев, Наукова Думка, 2008. – 400 с.
2. C. Bula, K.T. McDonald [et al.]. Observation of Nonlinear Effects in Compton Scattering / Phys. Rev. Lett. – 1996 – V.76, №17 – P. 3116-3119.
3. Нарожный Н.Б., Фофанов М.С. Излучение фотона электроном при столкновении с коротким фокусированным лазерным импульсом / ЖЭТФ. – 1996. – Т.110, №1(7) – С.26-46.
4. Padusenko E.A., Roshchupkin S.P. Resonant scattering of a lepton by a lepton in the pulsed light field / Laser Physics. – 2010. – Vol. 20, № 12. – P. 2080-2091.
5. Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Voroshilo A.I. Nonresonant scattering of nonrelativistic electron by nonrelativistic muon in the pulsed light field / Laser Physics Letters. – 2009. – Vol. 6, № 8. – P. 616-623.
6. Padusenko E.A., Roshchupkin S.P., Voroshilo A.I. Nonresonant scattering of relativistic electron by relativistic muon in the pulsed light field / Laser Physics Letters. – 2009. – Vol. 6, № 3. – P. 242-251.
7. Voroshilo A.I., Padusenko E.A., Roshchupkin S.P. One-photon annihilation of an electron-positron pair in the field of pulsed circularly polarized light wave / Laser Physics. – 2010. – Vol. 20, № 7. – P. 1679-1685.

Аннотация. Падусенко Е.А., Рошупкин С.П. Нерезонансное рассеяние электрона на мюоне в двухмодовом импульсном поле. В борновском приближении получено выражение для амплитуды и сечения нерезонансного рассеяния релятивистских электрона на мюоне в поле двух импульсных волн циркулярной поляризации в области Бункина-Федорова. Вероятность излучения или поглощения определенного числа фотонов импульсных волн определяется средним значением от соответствующих вероятностей излучения (поглощения) определенного числа фотонов в случае монохроматических волн. Излучение и поглощение фотонов первой и второй волн при этом не является независимым в отличие от случая монохроматических волн.

Ключевые слова: электрон, мюон, импульсный лазер, двухмодовое поле, динамика лептонов.

Анотація. Падусенко О.О., Рошупкін С.П. Нерезонансне розсіювання електрона на мюоні в двомодовому імпульсному полі. В борнівському наближенні отримано вирази для амплітуди та перерізу нерезонансного розсіювання релятивістських електрона на мюоні в полі двох імпульсних хвиль циркулярної поляризації в області Бункіна-Федорова. Імовірність випромінювання або поглинання певної кількості фотонів імпульсних хвиль визначається середнім значенням від відповідних імовірностей випромінювання (поглинання) певної кількості фотонів у випадку монохроматичних хвиль. Випромінювання та поглинання фотонів першої та другої хвиль при цьому не є незалежним на відміну від випадку монохроматичних хвиль.

Ключові слова: електрон, мюон, імпульсний лазер, двомодове поле, динаміка лептонів.

НЕОДНОРІДНІСТЬ ІОННОГО ПУЧКА В ПОЧАТКОВИХ ПРОЦЕСАХ ЙОГО ФОРМУВАННЯ В ЯДЕРНОМУ МІКРОЗОНДІ

Розглянуто основні стадії формування іонного пучка у початкових складових ядерного мікрозонда (ЯМЗ) з урахуванням неоднорідності по поперечному й кутовому розподілу частинок та по масового складу пучка. Представлені результати відображають динаміку пучка під час його одержання в іонному джерелі, при його прискоренні в електростатичному прискорювачі, при виділенні необхідного сорту іонів із застосуванням масаналізатора, при проходженні системи транспортування й при колімуванні пучка. Фазова густина заряджених частинок представляє густину частинок у чотиривимірному траєкторному фазовому просторі $(xx'yy')$ і є зручною формалізацією фізичних процесів, що описують динаміку пучка в електричних і магнітних полях. Однак експериментально вимірюється густина струму пучка в траєкторному фазовому просторі, яка визначає розподіл яскравості пучка. Тому у всіх розглянутих процесах приділено увагу реальному нерівномірному розподілу яскравості в пучку. Метою роботи є проведення аналізу результатів досліджень, присвячених нерівномірному поперечному й кутовому розподілу частинок у пучку в мікрозондових установках.

Головні висновки по роботі:

1) Пучок іонів, створений в плазмових джерелах ЯМЗ, має нерівномірний розподіл фазової густини іонів, який відповідає законам розподілу Гауса або Лоренца. Особливістю таких пучків ЯМЗ є відносно мала кутова розбіжність.

2) В процесі прискорення, масаналізу та транспортування пучка на вхід до зондоформуєчої системи ЯМЗ зменшується загальна величина яскравості пучка, проте закон розподілу фазової густини можна вважати незмінним. Це впливає з виду перетворень фазових координат у розглянутих іонно-оптичних системах, які наближені до лінійного закону.

3) Аналіз процесів колімування пучків іонів МеВ-них енергій показав, що розсіювання на ламелях коліматорів може вносити значний вклад у зміну закону розподілу нерівномірної фазової густини іонів. Встановлено, що в міру зменшення розмірів колімаційного вікна цей внесок збільшується; визначені мінімальні розміри коліматорів на рівні 10 мкм, при яких ефектами розсіювання можна знехтувати.

Анотація. Пономарьов А.О. Неоднорідність іонного пучка в початкових процесах його формування в ядерному мікрозонді. Розглянуто основні стадії формування іонного пучка у початкових складових ядерного мікрозонда з урахуванням неоднорідності розподілу фазової густини та масового складу пучка. Представлені результати відображають динаміку пучка при одержанні в іонному джерелі, при його прискоренні в електростатичному прискорювачі, при виділенні необхідного сорту іонів із застосуванням масаналізатора, при проходженні системи транспортування й при колімуванні пучка.

Ключові слова: ядерний мікрозонд, фазовий простір, яскравість пучка.

Аннотация. Пономарев А.А. Неоднородность ионного пучка в начальных процессах его формирования в ядерном микронзонде. Рассмотрены основные стадии

формирования ионного пучка в начальных составляющих ядерного микрозонда с учетом неоднородности распределения фазовой плотности и массового состава пучка. Представленные результаты отображают динамику пучка при получении в ионном источнике, при его ускорении в электростатическом ускорителе, при выделении необходимого сорта ионов с применением массанализатора, при прохождении системы транспортировки и при коллимации пучка.

Ключевые слова: ядерный микрозонд, фазовое пространство, яркость пучка.

О.В. Ребров

*Институт прикладной физики НАН Украины, м. Суми
rebrov88@gmail.com*

ФОРМУВАННЯ ПРЕЦИЗІЙНИХ ПУЧКІВ ІОНІВ МеВ НИХ ЕНЕРГІЙ У РЕЖИМІ ПОДИНОКИХ ІОНІВ

У роботі досліджувався процес формування прецизійних пучків іонів МеВ-них енергій в режимі поодиноких іонів на базі ядерного скануючого мікрозонда Інституту прикладної фізики НАН України. Для отримання пучка поодиноких іонів, з використанням скануючої системи, що дозволяє переривати пучок з частотою переривання близько 10 кГц, необхідно колімувати пучок іонів до значення струму $1 \div 2$ фА. Це призводить до необхідності зменшення розмірів апертури коліматорів установки мікрозондування, що в свою чергу спричиняє зростання частки розсіяних іонів на їх стінках і відповідно невизначеності в процесах формування пучка. Вивчення процесів розсіювання частинок на стінках коліматора, за допомогою аналітичних методів не є однозначним через складну геометрію апертури, тому для цих цілей використовують, комп'ютерне моделювання методом Монте-Карло [1]

Використовуючи параметри розподілу привісьової яскравості пучка [2], були розраховані значення струму пучка для різних значень апертур об'єктного і кутового коліматорів. Для найбільш задовільних значень, що забезпечують необхідну величину струму, було проведено моделювання процесу колімування пучка іонів.

Для моделювання процесу розсіювання іонів водню на стінках ламелей коліматора за допомогою методу Монте-Карло був використаний набір інструментів GEANT4. У моделі протони імітуються з плоскої круглої поверхні, потрапляють у коліматор, і після процесу колімації реєструються за допомогою детектора, що розташовується за ним. Для можливості проведення подальшого аналізу, всі імітовані протони мають однакову енергію. Моделювання проводилось для різних значень розмірів апертури коліматорів. Навколо частинок пучка, що пройшли коліматор без розсіювання, формується область розсіяних протонів, шириною близько мікрометра. При зменшенні розміру апертури значно збільшується кількість частинок, що розсіялися відносно повної кількості частинок, що пройшли коліматор. Більша частина протонів розсіюється на малі кути ($< 3^0$). Щоб визначити величину втрат енергії протонів при розсіюванні був проведений окремий модельний експеримент. Межа вольфрамової циліндричної ламелі шириною 1 мкм, опромінювалася пучком протонів енергією 2 МеВ-а. Аналіз попередніх результатів виявив, що близько 65% протонів проходять ламель, значна частина протонів втрачає лише малу частку енергії. В результаті моделювання було показано, що розсіяння протонів енергією 2 МеВ на межі ламелі коліматора не є фактором, який обмежує роздільна здатність установки, що підтверджує експеримент, проведений у роботі [3].

Література

1. Gorelick S., Whitlow H.J. Aperture edge scattering in focused MeV ion beam lithography and nuclear microscopy: an application for the GEANT4 toolkit. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 250-253.
2. A.G. Ponomarev, A.A. Ponomarov, V.I. Miroschnichenko. Nonlinear processes of probe formation of a beam with inhomogeneous phase density at nuclear microprobe. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2197-2201.
3. Gorelik S. MeV ion beam lithography of high aspect ratio structures with a focused or aperture-shaped beam for applications in biomedical studies and microfluidics: Research report № 9. – Jyvaskyla. - 2008 – 51 P.

Анотація. Ребров О.В. Формування прецизійних пучків іонів МеВ-них енергій в режимі поодиноких іонів. У роботі визначені характеристики системи первинного формування іонного пучка ядерного скануючого мікрозонда зі струмом на рівні 1 фА. За допомогою розробленої комп'ютерної моделі в наборі інструментів GEANT4, проведено дослідження впливу процесів розсіювання іонів на стінках коліматорів на точність формування іонного пучка.

Ключові слова: ядерний мікрозонд, формування пучка, розсіювання іонів, комп'ютерна модель GEANT4.

Аннотация. Ребров А.В. Формирование прецизионных пучков ионов МэВ-ных энергий в режиме одиночных ионов. В работе определены характеристики системы первичного формирования ионного пучка ядерного сканирующего микророзонда с током на уровне 1 фА. С помощью разработанной компьютерной модели в наборе инструментов GEANT4, проведено исследование влияния процессов рассеяния ионов на стенках коллиматоров на точность формирования ионного пучка.

Ключевые слова: ядерный микророзонд, формирование пучка, рассеяние ионов, компьютерная модель GEANT4.

І.О.Рибалка

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
igor_rubalka@ukr.net*

Науковий керівник: д.ф.-м.н. Харченко Д.О.

ЗАРОДЖЕННЯ КІНЕТИКИ І ГЛОБАЛЬНИХ ЗВ'ЯЗКІВ У РЕАКЦІЙНО-ДИFUЗНИХ СИСТЕМАХ

З теоретичних і експериментальних спостережень відомо, що реакційно-дифузні системи відіграють важливу роль у вивченні загальних просторово-часової поведінки нерівноважних систем. Зазвичай такі моделі, допускають, основний внесок пов'язаний як з локальною динамікою (процеси зародження і гибелі), так і з глобальним переміщенням. Нові експериментальні методи, такі як польова іонна мікроскопія, скануюча тунельна мікроскопія може бути використана для контролю хімічних реакцій на поверхні металів з атомною роздільною здатністю.

Мета даного дослідження полягає у з'ясуванні динаміки формування поверхневих структур адсорбату, що мають нанорозмірний масштаб у системах адсорбційно-десорбційного типу з кінцевим часом розповсюдження дифузійного фронту.

Новизна розвинуеного підходу полягає у вивченні коливальної динаміки структуроутворення в такому класі моделей з хімічними реакціями що задаються

процесами адсорбції/десорбції з газової фази. В даній роботі проводиться порівняння поведінки звичайної реакційно-дифузійної системи дисипативного типу зі стаціонарним дифузійним потоком та системи де такий потік є не стаціонарним. Буде показано, що за наявності нестационарного потоку дифузії в системі можуть реалізовуватися процеси відбору структур, які характеризуються осциляторними розв'язками рівняння еволюції поля адсорбату; стаціонарні поверхневі структури можуть існувати лише за наявності нерівноважних хімічних реакцій.

Анотація. Рыбалка І.О. Зародження кінетики і глобальних зв'язків у реакційно-дифузійних системах. Вивчено динаміку структуроутворення в системах, що належить до класу моделей реакції-Каттанео, включаючи постійну дифузію (ефект пам'яті дифузійного потоку). Виявлено, що коливальна поведінка радіусу адсорбата островків регулюється кінцевою швидкістю поширення. Показано, що стабілізація нано-моделей в таких зразках можлива тільки хімічно нерівноважним.

Ключові слова: кінетика, глобальні зв'язки, реакційно-дифузійні системи.

Аннотация. Рыбалка И.А. Зарождение кинетики и глобальных связей в реакционно-диффузных системах. Изучена динамика структурообразования в системах, которые относятся к классу моделей реакции-Каттанео, включая постоянную диффузию (эффект памяти диффузионного потока). Выявлено, что колебательное поведение радиуса адсорбата островков регулируется конечной скоростью распространения. Показано, что стабилизация наномоделей в таких образцах возможна только химически неравновесным.

Ключевые слова: кинетика, глобальные связи, реакционно-диффузные системы.

О.С. Станіславов, О.М. Бугай

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
tornado200@yandex.ru*

Науковий керівник: д.ф.-м.н. Суходуб Л.Ф.

ФУНКЦІЯ РОЗПОДІЛУ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В КІЛЬКІСНОМУ ЕЛЕКТРОННО-ЗОНДОВОМУ МІКРОАНАЛІЗІ

Кількісний електронно-зондовий мікроаналіз має ряд факторів, які ускладнюють визначення концентрації. Це викликано необхідністю проведення корекції на деякі ефекти, що включають: 1) відмінності в розсіюванні та гальмуванні електронів у зразку та еталоні або ефект атомного номеру, виражений фактором Z ; 2) поглинання рентгенівського випромінювання у зразку A ; 3) ефекти флуоресценції F . Існують різні методи корекції для кількісного мікроаналізу. Найбільш поширеним методом, що враховує вищезгадані ефекти, є метод трьох поправок (ZAF) [1]. Також існують: метод RAR-корекції, емпіричний метод або „другого наближення” та ін. Однак дуже часто при аналізі зразків складного хімічного складу (особливо діелектричних зразків та зразків, що мають слабку провідність) стандартні методи дають незадовільні результати. Це може спричинятися побічними факторами такими як: 1) накопичення електричного заряду поверхнею зразка; 2) утворення контамінаційної вуглецевої плівки та ін. В таких випадках важливим є знання таких фундаментальних параметрів як функція розподілу рентгенівського випромінювання за глибиною $\phi(\rho z)$ (де ρ – густина зразка, z – глибина під поверхнею зразка [2-5]) та/або числове значення поверхневої іонізації $\phi(0)$. Ці параметри можуть бути визначені експериментально шляхом вимірювання залежності інтенсивності рентгенівського випромінювання (ІРВ) від кута виходу та подальшого

розв'язку оберненої задачі. Ця ідея була реалізована для мікроаналізу тонких плівок з використанням спектрометрів з дисперсією за довжиною хвилі [6].

Метою даної роботи є дослідження можливості встановлення функції розподілу рентгенівського випромінювання за глибиною $\varphi(\rho z)$ та поверхневої іонізації $\varphi(0)$ для діелектричних зразків за допомогою енергодисперсійних рентгенівських спектрометрів. Основним методом, який був використаний в роботі, є Монте-Карло моделювання. За допомогою програм WinXray та CASINO були змодельовані рентгенівські спектри та досліджена залежність ІРВ від кута виходу для зразків різного типу, що дозволяє підібрати оптимальні експериментальні параметри, здійснити планування експериментів та прогнозувати їх результати.

Література

1. Дж. Гоулдстейн, Д. Ньюбери и др. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ: В 2-х книгах. – М.: Мир, 1984.
2. C.Merlet, X.Llovet, New measurements of the surface ionization for quantitative electron probe microanalysis, X-Ray Spectrom. 2011, 47–54.
3. G Love, M G Cox and V D Scott, The surface ionisation function $\varphi(0)$ derived using a Monte Carlo method, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 11, 1978, 23-31.
4. S. Segui, J. Trincavelli, G. Castellano and J. Riveros, Simple Model for Surface Ionization in Electron Probe Microanalysis, X-RAY Spectrom, Vol. 25, 1996, 110-114.
5. Claude Merlet, Accurate Description of Surface Ionization in Electron Probe Microanalysis: an Improved Formulation, X-RAY Spectrom, Vol. 21, 1992, 229-238.
6. Костылева О.П. Рентгеноспектральный микроанализ тонких пленок на подложках с вариацией угла отбора рентгеновского излучения: Дис. ... канд. техн. наук. – М.: ГИРЕДМЕТ, 1985 – 165 с.

Анотація О.С. Станіславов, О.М. Бугай. Функція розподілу рентгенівського випромінювання в кількісному електронно-зондовому мікроаналізі. Досліджено можливість встановлення функції розподілу рентгенівського випромінювання за глибиною $\varphi(\rho z)$ та поверхневої іонізації $\varphi(0)$ для діелектричних зразків за допомогою енергодисперсійних рентгенівських спектрометрів використовуючи Монте-Карло моделювання. .

Ключові слова: поверхнева іонізація, метод Монте-Карло, електронно-зондовий мікроаналіз, електронний пучок, рентгенівське випромінювання, енергодисперсійний спектрометр.

Аннотация. А.С. Станиславов, А.Н. Бугай. Функция распределения рентгеновского излучения в количественном электронно-зондовом микроанализе. Исследовано возможность определения функции распределения рентгеновского излучения за глубиной $\varphi(\rho z)$ та поверхностной ионизации $\varphi(0)$ для диалектрических образцов с помощью энергодисперсионных рентгеновских спектрометров используя Монте-Карло моделирования.

Ключевые слова: поверхностная ионизация, метод Монте-Карло, электронно-зондовый микроанализ, электронный пучок, рентгеновское излучение, энерго-дисперсионный спектрометр.

ЗАСОБИ ІКТ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ І ЯВИЩ

Сучасний стан розвитку засобів ІКТ надає широкі можливості для моделювання фізичних процесів і розвитку дослідницьких умінь студентів фізико-математичних спеціальностей у процесі дослідження цих моделей.

Для реалізації моделювання необхідно вибрати програмний засіб, який задовольнятиме певним вимогам. Незважаючи на широкий спектр програмних засобів, за допомогою яких створюють моделі фізичних процесів, виникає проблема вибору програмного засобу для моделювання фізичних процесів.

Недостатня увага приділена визначенню можливостей засобів ІКТ для моделювання фізичних процесів і явищ, зокрема, залишаються не визначеними показники вагомості програмних середовищ і мов програмування для побудови і дослідження моделей фізичних явищ.

Метою даної роботи є дослідження та визначення програмних засобів, які доцільно використати з метою побудови моделі фізичного процесу для подальшого дослідження цієї моделі.

Аналіз навчальних планів вищих навчальних закладів свідчить про те, що найчастіше вивчаються наступні засоби інформаційно-комунікаційних технологій: системне програмне забезпечення, текстовий редактор, табличний процесор, структурні і об'єктно-орієнтовані мови програмування, системи керування базами даних, графічні редактори, математичні пакети. У процесі вивчення курсу фізики виникає необхідність вивчати такі фізичні явища і процеси, які неможливо спостерігати в природних умовах або їх спостереження пов'язане з великими матеріальними витратами і шкідливими умовами проведення.

Моделювання є одним із методів пізнання навколишньої дійсності і методом наукових досліджень. Сутність моделювання полягає у створенні і дослідженні моделі - реального або уявного аналога реального процесу чи явища.

Оскільки створення навчальних моделей вимагає витрат часу, то в деяких випадках воно не матиме жодних переваг над натурним експериментом. Моделювання фізичних процесів недоцільно застосовувати у випадках, коли досліджуваний процес або явище можна спостерігати в природних умовах.

Висновок: вивчення сучасних засобів ІКТ має велике значення у вивченні і дослідженні у фізиці.

Література

1. Жук Ю. О. Використання засобів нових інформаційних технологій у навчальній дослідницькій діяльності / Ю. О. Жук // Фізика та астрономія в школі. - 1997. - № 3 - С. 4-7.
2. Розбицький М. Розв'язування задач з фізики методом математичного моделювання / М. Розбицький // Фізика та астрономія в школі. -2009. - №6. - С. 30-34.
3. Швець В. О. Застосування пакета EXCEL для обробки даних лабораторних робіт з фізики / В. Швець // Фізика та астрономія в школі. -2003.-№ 6.-С. 50-53.
4. Теплицький І. О. Комп'ютерне моделювання механічних рухів у середовищі електронних таблиць / І. Теплицький, С. Семеріков // Фізика та астрономія в школі. - 2002. -№ 5. -С. 41-46.

5. Сумський В. І. ЕОМ при вивченні фізики : [навч. посібник] / В. І. Сумський ; за ред. М. І. Шута. - К. : ІЗМН, 1997. - 184 с.
6. Теплицький І. О. Застосування електронних таблиць на уроках фізики / І. О. Теплицький // Фізика та астрономія в школі. - 2001. - №2. - С. 34-37.
7. Гулд Х. Тобочник Я. Компьютерное моделирование в физике. Том1.
8. Гулд Х. Тобочник Я. Компьютерное моделирование в физике. Том2.
9. Майер Р. В. Компьютерное моделирование физических явлений. -2009.

Анотація. Сіренко В.В. Засоби ІКТ для моделювання фізичних процесів і явищ. У роботі досліджено та визначено програмні засоби, які доцільно використати з метою побудови моделі фізичного процесу та для подальшого дослідження цієї моделі.

Ключові слова: фізичні процеси, фізичні явища, засоба ІКТ, моделювання.

Аннотация. Сиренко В.В. Средства ИКТ для моделирования физических процессов и явлений. В работе исследованы и определены программные средства, которые целесообразно использовать для построения модели физического процесса и для дальнейшего исследования этой модели.

Ключевые слова: физические процессы, физические явления, средства ИКТ, моделирование.

Ю. Синяговська

Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка, м. Суми

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доц. Яременко О.В.

СУЧАСНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

Сучасний етап розвитку мікро-, нано- та інших технологій є стимулом для створення необхідної експериментальної техніки. Для роботи з нею необхідні знання в використанні такої техніки.

В даній роботі викладені теоретичні основи та сучасні підходи до дослідження структури і будови речовини. Розглядаються будова та принципи дії приладів для дослідження речовини, які знаходяться в лабораторіях кафедри фізики та експериментальної і теоретичної фізики СумДПУ ім. А. С. Макаренка. Більше уваги приділено методам електронної мікроскопії та електроннографії, рентгеноструктурному аналізу а також мас-спектрометричним дослідженням речовини. Вказано на можливості і межі застосування цих методів для таких досліджень. Найбільш детально розглянуті можливості електронної мікроскопії та електроннографії.

Електроннографія, метод вивчення структури речовини, оснований на дослідженні розсіянні зразком прискорених електронів. Застосовується для вивчення атомної структури кристалів. Фізична основа електроннографії – дифракція електронів; при проходженні через речовину електрони, які мають хвильові властивості, взаємодіють з атомами, в результаті чого утворюються дифраговані пучки, інтенсивність і розташування яких пов'язані з атомною структурою зразка і іншими структурними параметрами. Цей метод дає нам дані про кристалічну решітку: тип та параметри решітки, міжплощинні відстані.

За допомогою електронної мікроскопії одержується інформація про макроструктуру: розміри кристалів, їх кількість, взаємну орієнтацію та огранку, морфологію поверхні зразка, характер границь зерен, розміри блоків мозаїки та областей когерентного розсіювання, та мікроструктуру: дефекти кристалічної будови, такі, як вакансійні комплекси, дефекти пакування, двійники, лінійні та гвинтові

дислокації, центри напружень.

Рентгеноструктурний аналіз являється дифракційним структурним методом; в його основі лежить взаємодія рентгенівського випромінювання з електронами речовини, в результаті якої виникає дифракція рентгенівських променів. Найбільш успішно рентгеноструктурний аналіз застосовують для встановлення атомної структури кристалічних тіл, так як кристали мають строгу періодичність будови і являють собою створену самою природою дифракційну решітку для рентгенівських променів.

Методом мас-спектрометрії досліджують речовини шляхом визначення мас атомів і молекул, які входять в її склад, і їх кількість. В мас-спектрометрії використовується розділення в вакуумі іонів з різними відношеннями маси до заряду під дією електричних і магнітних полів.

Наведені приклади практичного застосування приладів для визначення ряду фізичних властивостей металів.

Література

1. Вудраф Д., Делчар Т. Современные методы исследования поверхности: Пер. с англ. – М., Мир, 1989. - 564 с., ил
2. Сучасні методи дослідження структури речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. За заг. ред. доц. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2010. – 259 с.

Анотація. Синяговська Ю. Сучасні методи дослідження твердих тіл. В даній роботі викладені теоретичні основи та сучасні підходи до дослідження структури і будови речовини.

Ключові слова: метод електронної мікроскопії, електроннографія, рентгеноструктурний аналіз, мас-спектрометричне дослідження.

Аннотация. Синяговская Ю. Современные методы исследования твердых тел. В данной работе изложены теоретические основы и современные подходы к исследованию структуры и строения вещества.

Ключевые слова: метод электронной микроскопии, электронография, рентгеноструктурный анализ, масс-спектрометрическое исследование.

А.М. Терещенко

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми

Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО РОЗШИРЕННЯ КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Теплове розширення — властивість речовин змінювати свій об'єм при зміні температури. Ця властивість характерна для всіх речовин. Коли речовина нагрівається, її частинки починають інтенсивніше рухатися, що приводить до збільшення середніх відстаней між ними.

Метою роботи є дослідження коефіцієнта теплового розширення в залежності від температури відпалювання композиту та концентрації металів.

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

За зміною величини термічного коефіцієнта лінійного розширення (ТКЛР) і його температурною залежністю можна дослідити процеси, які відбуваються в матеріалі при

нагріванні: фазові перетворення, процеси перебудови молекулярної структури, кристалізації, полімеризації, структурного склування і ін. З іншого боку знання коефіцієнтів розширення дає інформацію про ступінь анізотропії матеріалу, величину термічних напружень і деформацій в елементах конструкцій при зміні температури.

Для дослідження лінійного розширення використовують дилатометричний метод. Даний метод має як недоліки так і переваги.

Література

1. Аматауни А.Н. Методы и приборы для определения температурных коэффициентов линейного расширения материалов. – М.: Изд-во стандартов, 1972. – 180 с.
2. Бартенев Г.М., Френкель С.Я. Физика полимеров. – Л.: Химия, 1990.- 432 с.
3. Ван Кревелен Д.В. Свойства и химические строения полимеров. – М.: Химия, 1976 – 416 с.

Анотація. Терещенко А.М. Дослідження теплового розширення композитних матеріалів. В даній роботі досліджено значення коефіцієнта теплового розширення в залежності від температури відпалювання композиту та концентрації металів.

Ключові слова: композитні матеріали, теплове розширення, дилатометричний метод.

Аннотация. Терещенко А.Н. Исследование теплового расширения композитных материалов. В данной работе исследовано значение коэффициента теплового расширения в зависимости от температуры отжига композита и концентрации металлов.

Ключевые слова: композитные материалы, тепловое расширение, дилатометрический метод.

Д.І. Терещенко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
king_den@ukr.net*

Науковий керівник: к.ф.-м.н., доцент Салтикова А.І.

СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ РОЗВИТКУ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ УКРАЇНИ

Розвиток людського суспільства нерозривно пов'язаний зі споживанням різних видів енергії. Сьогодні гостро стоїть проблема швидкого вичерпування запасів природних енергоносіїв – вугілля, нафти, газу. Теоретично ядерна енергія може вирішити цю проблему на сотні років вперед. Атомна енергетика вже сьогодні відіграє визначальну роль у виробництві електроенергії в Україні. Частка АЕС у вітчизняній електроенергетиці становить 22,7% за встановленою загальною потужністю і 48% – за обсягами енерговиробництва [1].

Мета роботи полягає в охарактеризуванні стану та перспектив розвитку атомної енергетики в Україні.

Основою ядерної енергетики раніше були теплові реактори, робота яких забезпечувалася обмеженою кількістю дешевого палива. На українських АЕС працюють реактори тину ВВЕР, що виготовляються у Росії. Вони достатньо надійні: про це свідчить хоча б той факт, що такі реактори функціонують на багатьох європейських АЕС.

Упродовж найближчого десятиліття Україні належить побудувати (чи закупити) 10-12 реакторів, оскільки, починаючи від 2011 р. завершується проектний термін роботи 12 енергоблоків на вітчизняних АЕС[1].

Основними перевагами атомної енергетики взагалі, і в Україні є висока кінцева рентабельність і відсутність викидів в атмосферу продуктів згорання (із цього погляду вона може виглядати як екологічно чиста). Основними недоліками є потенційна небезпека радіоактивного зараження навколишнього середовища продуктами розподілу ядерного палива при аварії і проблема переробки ядерного палива[2].

Література

1. Б.Платон, В.Бар'яхтар, О.Бокай, І.Неклюдов. Майбутнє атомної енергетики. Вісник НАН України, 2006, №4.
2. Інтернет ресурс: <http://www.razumkov.org.ua/>

Анотація. Терещенко Д.І. Стан та перспективи розвитку атомної енергетики України. В даній роботі охарактеризовано стан та перспективи розвитку атомної енергетики в Україні.

Ключові слова: атомна енергетика, перспективи розвитку, стан в Україні.

Аннотация. Терещенко Д.И. Состояние и перспективы развития атомной энергетики в Украине. В данной работе охарактеризованы состояние и перспективы развития атомной энергетики в Украине.

Ключевые слова: атомная энергетика, перспективы развития, положение в Украине.

О.В. Хелемеля

*Институт прикладной физики НАН Украины, м. Суми
xvdm@mail.ru*

Науковий керівник: к.ф.-м.н. Холодов Р.І.

ВТРАТИ ВАЖКОЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ЕЛЕКТРОННІЙ ПЛАЗМІ

Число реакцій з перерізом σ в одиницю часу dN/dt залежить від свічення установки, що визначається співвідношенням

$$L = \frac{dN}{dt} \frac{1}{\sigma} = f_b \frac{N^2}{S} \sim I \frac{N}{S},$$

де N – число частинок в згустку, f_b - частота зіткнень в згустку, S – ефективний переріз згустка частинок, $I = Nf_b e$ - струм пучка. З рівності видно, що для покращення свічення необхідно збільшувати або струм пучка, або густину частинок в згустках.

Теорема Ліувіля. Повна, так звана 6-мірна фазова густина пучка, отримувана із джерела, не може бути збільшена зовнішніми консервативними полями, які не залежать від руху частинок.

Присутність дисипативних сил (охолодження), що викликають втрати енергії частинок, дає можливість стиснути фазовий об'єм, який займає пучок.



Вперше ідею охолодження важких іонних пучків електронами запропонував академік Будкер Г.І. в 60-их рр. минулого століття. Його роботу продовжили ряд російських та зарубіжних вчених Дербеньов Я. С., Диканський Н. С., Мешков И. Н., Пархомчук В. В., Пестриков Д. В., Салимов Р. А., Скринский А. Н., Сухипа Б. Н., K.Rathsman, H. Nerisyan [1].

Плазмова модель втрат іона при русі через магнітоактивну електронну плазму

Вихідна система рівнянь [2]:

- 1) рівняння Пуассона для збудження потенціальних коливань

$$\Delta\varphi = -4\pi q\delta(\vec{r} - V_0 t) + 4\pi en_e(\vec{r}, t) - 4\pi Qn_v$$

- 2) рівняння руху для електронної плазми

$$\frac{d\vec{V}_e}{dt} = -\frac{e}{m}E - \frac{e}{mc}[\vec{V}_e \vec{H}_0]$$

- 3) рівняння неперервності електронної плазми

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \text{div}(n\vec{V}_e) = 0$$

Втрати енергії, для частинки, яка рухається в плазмі, можна визначити як роботу сил гальмування, що діють з боку хвильового електричного поля, яке збуджується власне самою частинкою:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e\vec{E}\vec{v}_0(\vec{r} = \vec{v}_0 t),$$

Для розрахунків використаємо Фур'є-перетворення для потенціалу:

$$\varphi(\vec{k}) \sim \frac{e^{-it\vec{k}v_0}}{\varepsilon k^2},$$

де ε – діелектрична проникність електронної плазми.

У випадку намагніченості спостерігається суттєва анізотропія середовища [2,3]

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{H^2}}, \quad \varepsilon_{\parallel}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Тоді втрати енергії можна представити

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = i \frac{q^2}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} d^3k \frac{\omega}{\varepsilon_{\perp} k_{\perp}^2 + \varepsilon_{\parallel} k_{\parallel}^2}$$

Висновки

Основний вклад в процес охолодження дають парні зіткнення та колективні процеси. Плазмова модель дає можливість врахувати колективні ефекти.

Дана робота є початком дослідження, тому для опису процесів, що проходять в плазмі було використано один з найпростіших вигляд тензора діелектричної проникності.

Література

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц // УФН, т.124, вып.4. – 1978. – с.561-595.
2. Балакирев В.А., Мирошниченко В.И., Сторижко В.Е., Толстолужский А.П. Потери энергии заряженных частиц в магнитоактивной плазме. Problems of Atomic Science and Technology (ВАНТ) 2010, n.2, series: Nuclear Physics investigations (53), p.181-185.
3. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагничености в электронном охлаждении // Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. X, Т.1., 1977.

Анотація. Хелемеля О.В. Втрати важкої зарядженої частинки в замагніченій електронній плазмі. Досліджено процес втрат енергії важкої зарядженої частинки при русі в замагніченій електронній плазмі в рамках діелектричної моделі плазми.

Ключові слова: електронне охолодження, втрати енергії, плазма, діелектрична проникність.

Анотация. Хелемеля О.В. Потери тяжелой заряженной частицы в замагниченной электронной плазме. Исследован процесс энергетических потерь тяжелой заряженной частицы в электронной замагниченной плазме в рамках диэлектрической модели.

Ключевые слова: электронное охлаждение, потери энергии, плазма, диэлектрическая проницаемость.

А. І. Чубенко

*Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, м. Суми
pantagruelle@meta.ua*

Науковий керівник: к.ф.-м.н., проф. Стадник О.Д.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АДГЕЗІЙНОЇ МІЦНОСТІ СИСТЕМИ СО / ПОЛІАМІД

Адгезія- поверхневе явище, яке полягає у виникненні механічної міцності при контакті поверхонь двох різних тіл . Значення адгезійної міцності системи знайшли широке практичне застосування наприклад в мікроелектроніці, обчислюваній техніці. В зв'язку з цим вивчення властивостей таких систем має не тільки теоретичне, а й практичне значення. Явище адгезії лежить в основі утворення міцного контакту (склеювання) між твердим тілом - субстратом і клеючим агентом - адгезивом, які є основними компонентами адгезійного з'єднання. При склеюванні поверхонь різних полімерних тіл виникають зв'язки, природа яких може бути різною. Виникнення зв'язків між поверхнями,що склеюються, відбувається в часі і визначається механізмом адгезії. У процесі склеювання двох полімерних поверхонь з плином часу відбувається збільшення істинної поверхні контакту і кількості зв'язків, що з'єднують контактуючі поверхні. Зв'язки, що забезпечують адгезію полімерного тіла з іншим тілом, можуть бути обумовлені як міжмолекулярним взаємодією, так і силами головних хімічних валентностей. Адгезія залежить від природи контактуючих тіл, властивостей і площі контакту. Також вона визначається силами міжмолекулярного тяготіння і збільшується , якщо одне або обидва тіла електрично зарядженні, якщо при контакті тіл утворюються донорно-акцепторний зв'язок. Існують теорії які частково описують адгезійні явища: молекулярна теорія, електрична, дифузійна, хімічна, механічна та інші [1].

Метою даної роботи є дослідження адгезійної міцності системи Со / поліамід. Була поставлена наступна задача: дослідити залежність адгезії від типу металу. Для експерименту зразки виготовлялися методом гарячого пресування. Адгезію досліджували методом рівномірного відриву [2]. Даним методом вимірюють величину сили, яка необхідна для відокремлення адгезива від субстракта одночасно по всій площі контакту. Сила при цьому прикладається перпендикулярно площині з'єднання субстракта і адгезива, а величина адгезії характеризується силою яка припадає на одиницю площі контакту(Н/м²). Розрахунки адгезійної міцності проводилися за допомогою формули:

$$A = \frac{F}{S},$$

де F - сила яку ми прикладаємо, щоб розділити адгезив від сустракту, S - площа відриву.

Висновки :експериментально вимірювалася залежність адгезії від типу металу. Адгезійну взаємодію можна пояснити виходячи з адсорбційної теорії, що пов'язує адгезію з дією міжмолекулярних сил на границі поділу адгезива від субстрата.

Таблиця 1

Адгезія металу Со до поліаміду				
№п/п	F,Н	S,м ²	A,Н/м ²	A _{ср}
T= 453К				
1	24,5	2,7	9,07	9,5
2	19,6	2	9,8	
3	14,7	1,5	9,8	
T= 473К				
1	29,4	3	12,3	15,5
2	44,1	2,4	14,7	
3	49	2,5	19,6	
T= 493К				
1	78,4	4,7	15,8	15,1
2	68,6	5	13,7	
3	83,3	5,3	15,7	

Література

1. А.А Берлин, В. Е. Басин Основы адгезии полимеров:М.:Химия,1974. – 390 с.
- 2.Дерягин Б.В., Кротова Н.А., Смилга В.П. Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1973.

Анотація. Чубенко А.І. Експериментальне дослідження адгезійної міцності системи Со/ поліамід. В даній роботі досліджено залежність адгезії від типу металу.

Ключові слова: адгезійна міцність, система Со / поліамід, адсорбційна теорія.

Аннотация. Чубенко А.И. Экспериментальное исследование адгезионной прочности системы Со/полиамид. В данной работе исследована зависимость адгезии от типа металла.

Ключевые слова: адгезионная прочность, система Со / полиамид, адсорбционная теория.

Наукове видання

**СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ
ТА ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ**

МАТЕРІАЛИ

I Міжрегіональної науково-практичної конференції
молодих учених
(Суми, 19-20 квітня 2012 року)

Відповідальні за випуск: Завражна О.М., Лебедь О.А.

Здано в набір 12.04.2012. Підписано до друку 16.04.2012.
Формат 60x84/4. Гарн. Times New Roman. Друк ризогр.
Ум.друк.арк.4.8. Тираж – 100.