

# Фізика і хімія твердого тіла

УДК 669.621

## КВАНТОВО-РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ ТА НАНОСТРУКТУРАХ (ОГЛЯД)

**Д. М. Фреїк, Л. Т. Харун, О. Л. Соколов,  
І. К. Юрчишин, В. Ю. Потяк**

*Прикарпатського національного університету імені В. Стефаника;  
кафедра фізики і хімії твердого тіла;  
76000, Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57; e-mail: [freik@pu.if.ua](mailto:freik@pu.if.ua)*

*Проведено огляд робіт, присвячених квантовим розмірним ефектам у матеріалах пониженої розмірності, зокрема: металах, напівметалах та напівпровідниках.*

**Ключові слова:** *квантово-розмірні ефекти, осциляції, період коливань, плівки, наноструктури, квантові ями, бар'єри нескінченної та скінченної висоти.*

### Зміст

Вступ

I. До історії питань квантово-розмірних ефектів

II. Умови існування квантових розмірних ефектів у наноструктурах.

Елементи теорії

III. Прояв квантово-розмірних ефектів у металах

IV. Прояв квантово-розмірних ефектів у напівметалах

V. Прояв квантово-розмірних ефектів у напівпровідникових наноструктурах

Висновки

Література

### Вступ

Значна увага до вивчення фізичних явищ у тонких плівках зумовлена як широкими перспективами практичного використання плівок в мікроелектроніці, техніці надвисоких частот, оптоелектроніці та інших галузях новітньої техніки, так і можливістю отримання важливої інформації, необхідної для розв'язання окремих фундаментальних проблем фізики твердого тіла і фізики поверхні.

Завдяки суттєвому прогресу фізики і можливості досягнення над-

високого вакууму, починаючи з другої половини ХХ-го століття, стало можливим проведення досліджень у добрих вакуумних умовах, що дозволило отримувати достатньо чисті зразки із наперед заданими структурою і фізичними характеристиками.

Внаслідок того, що властивості плівок суттєво залежать від перебігу процесів на їх поверхні, тонкі плівки виявились зручними об'єктами для експериментального дослідження механізмів утворення конденсованого стану речовини, для вивчення зонної енергетичної структури твердих тіл та їх поверхні, механізмів переносу заряду в приповерхневих ділянках твердого тіла, для в'яснення природи адсорбційного зв'язку, вивчення проблем каталізу і розв'язання інших питань.

Властивості тонких шарів, звичайно, відрізняються від властивостей масивного матеріалу внаслідок можливих відмінностей у структурі та внаслідок обмеження розмірів в одному з напрямків. Обмеження розмірів у плівках та наноструктурах призводить до появи ряду фізичних ефектів, які в масивних зразках слабо виражені або взагалі не спостерігаються. Дані явища називаються розмірними і, звичайно, вивчаються в процесі зміни товщини матеріалів пониженої розмірності.

Найбільш кардинальною перебудовою властивостей відрізняються квантово-розмірні структури, в котрих вільні носії заряду обмежені в одному (тонкі плівки, наноструктури), двох (квантові дроти) або в усіх трьох (квантові точки та їх системи) напрямках в області, розміри якої співмірні з довжиною хвилі де Бройля для вільних носіїв заряду. При цьому вступають в силу закони квантової механіки і відбуваються зміни в найбільш фундаментальній характеристиці електронної системи – енергетичному спектрі.

В даній роботі здійснено опис основних теоретичних та експериментальних робіт, що відносяться до квантово-розмірних ефектів у тонких плівках металів, напівметалів та напівпровідникових наноструктур.

### **I. До історії питань квантово-розмірних ефектів**

Вперше теорія квантово-розмірного ефекту (КРЕ) була розроблена в роботах І.М. Ліфшица та його співробітників [1-4] (перша з робіт датована 1953 роком), де досліджені осциляції термодинамічних величин сильно виродженого електронного газу в обмежених металічних зразках.

В період появи робіт [1-3], отримані в них результати розглядались, як суто теоретичні, бо експериментальне підтвердження прояву КРЕ було зроблено більше як через десять років, після появи роботи [1]. Можливо, до цього стимулювали роботи В.Б. Сандомирського [5, 6], та робота Б.А. Тавгера і В.Я. Демиховського [7], в яких були зроблені теоретичні оцінки і була показана реальна можливість прояву КРЕ в тонких напівпровідникових та напівметалічних плівках. Роботи [5-7] поступили в редакцію в 1962 році. Перше повідомлення про експериментальне спостереження осциляцій опору і гальваномагнітних параметрів чистих плівок вісмуту було представлено в роботі Ю.Ф. Огріна, В.Н. Луцкого

та М.І. Єлінсона [8] в 1966 році, яку згодом В.Н. Луцкий зі співробітниками доповнили роботами [9, 10] (1966 р., 1967 р.). Стаття [10] мала мету провести детальне дослідження властивостей плівок вісмуту в широкому інтервалі товщин, щоб підтвердити запропоноване трактування спостережуваних осциляцій розмірним квантуванням.

Перше повідомлення про експериментальний прояв КРЕ зумовило появу великої кількості теоретичних робіт, присвячених квантовому розмірному ефекту. Досягнення в експерименті виявились суттєво скромнішими, що пов'язано зі складністю спостереження ефекту в реальних плівках.

Першопочатково в роботах із квантово-розмірного ефекту найчастіше розглядалась ситуація, коли заселена тільки одна підзона з квадратичним законом дисперсії. Результати серії теоретичних робіт, де в рамках такої моделі розглядалися електропровідність і гальвано-магнітні властивості розмірно-квантованих напівпровідникових та напівметалічних плівок, відображені в огляді [11] Б.А.Тавгера та В.Я.Демиховського у 1968 році.

В.Б. Сандомирський в 1967 році в роботі [12] розвинув теорію квантового розмірного ефекту на прикладі ізотропного напівметалу. Він припустив, що розсіювання відбувається на  $\delta$ -подібному потенціалі центрів розсіювання. Час релаксації виявився зубчато-подібною функцією від товщини, що і визначає осциляції кінетичних параметрів.

Основною причиною осциляцій кінетичних характеристик повинні бути осциляції густини станів. Детальні розрахунки зміни густини станів і енергії Фермі в залежності від товщини плівок напівметалів, таких як вісмут і сурма, які врахували анізотропію спектра за різних орієнтацій плівок, виконані в роботі М.І. Каганова, С.С. Недорезова, і А.М. Рустамової [13] в 1970 році.

Л.В. Йогансеном [14] в 1966 році теоретично був знайдений час релаксації електронів у плівці при заповненні двох підзон. За достатньо низької температури розсіювання на фонах повинно відбуватись в межах однієї підзони. Розсіювання електронів на електронах в квантованій плівці також суттєво обмежене.

Провідність плівки з довільним числом підзон розглянули в 1969 році в роботі [15] Л.И. Магарилл, А.А. Романов та В.С. Сардарян. Розрахунок провідності зроблений на основі квантового кінетичного рівняння. При виродженій статистиці виникає осциляційна залежність  $\sigma(d)$ , при невиродженій статистиці осциляції за низької температури є відсутні. Те, що електропровідність при розсіюванні на оптичних фонах осцилює як за відсутності, так і за наявності виродження, але при цьому періоди осциляцій різні, дослідив у 1971 році в роботі [16] В.А. Маргуліс.

У роботах А.А. Романова [17,18] (1969-1970рр.) розглянуті термоЕРС напівпровідникових, а в роботі М.Д. Блоха [19] (1970р.) – теплопровідність напівметалічних плівок в умовах квантового розмірного ефекту.

І.О. Кулик, застосовуючи методи квантової теорії поля, в 1967 році у роботі [20] повідомив про розрахунок двох квантово-розмірних ефектів в

кінетичних характеристиках тонких плівок: 1) осциляцій питомого опору  $\rho$  від товщини  $d$  плівок; 2) осцилюючої залежності густини струму  $j$  від напруженості електричного поля  $E$ .

Котгі у роботах [21-23] 1972-1975 років уточнив деякі питання теорії квантово-розмірного ефекту на моделі одновимірного кристалу обмежених розмірів, увівши у розгляд реалістичну форму граничного потенціалу. При цьому власні значення енергії дещо зміщуються порівняно з випадком нескінченно високого прямокутного бар'єру.

Існування скінченної мінімальної енергії, яка визначається товщиною плівки (див. формулу (1.1)), призводить до зменшення перекриття в напівметалах [12] і при певній товщині  $d_0$  може призвести до переходу напівметалу у напівпровідник. Квантовий ефект переходу напівметал-діелектрик при зменшенні товщини плівки теоретично розглянутий в роботі [24] В.Н. Луцького у 1965 році. В моделі прямокутної ями з нескінченно високими стінками для ізотропного напівметалу товщина  $d_0$  співпадає з періодом осциляцій  $\Delta d$ . Критична товщина переходу для вказаної моделі при різних орієнтаціях плівок вісмуту і сурми розрахована в роботі [13]. Зауважимо, що критична товщина може відрізнятись від очікуваної внаслідок перенормування електронних станів під дією на даний електрон сумарного поля зарядів у плівці. Перенормування рівнів за рахунок звичайної електрон-електронної взаємодії розраховано в роботах [25, 26], а під дією електричного поля, яке виникає внаслідок неоднорідності електронної густини в плівці, – в роботі [27]. Перехід напівметал-напівпровідник при зміні товщини плівок сплаву вісмут-сурма спостерігали у своєму дослідженні Є.І. Бухштаб, Ю.Ф. Комнік та Ю.В. Нікітін [28]. На основі виконаних вимірювань, вони зробили висновок, що зі збільшення товщини в плівках сплаву вісмут-сурма напівпровідникового складу відбувається перехід напівметал-напівпровідник. Для плівок  $\text{Bi}_{0,83}\text{Sb}_{0,17}$  це відбувається за товщини 7-8 мкм.

Дуже цікавою роботою році з даної тематики є автореферат дисертації на тему “Явища переносу і квантові розмірні ефекти в тонких плівках телуриду свинцю та вісмуту та структурах на їх основі” автора Любченко С.Г. (2007 р.) У [29] наведено загальні відомості про класичні та квантові розмірні ефекти, характер їх прояву і умови спостереження в двовимірних системах. Особлива увага надана прояву квантових розмірних ефектів у явищах перенесення. Наведено відомості про структуру та кінетичні властивості кристалів і тонких плівок  $\text{PbTe}$  та  $\text{Bi}$ , сплавів і гетероструктур системи  $\text{PbTe}$  -  $\text{Bi}$ . На основі дослідження температурних і товщинних залежностей кінетичних коефіцієнтів тонких плівок  $\text{Bi}$  ( $d = 7-200$  нм) зроблено висновок, що із зменшенням товщини плівок при  $d \cong 25 \pm 5$  нм відбувається перехід напівметал – напівпровідник, обумовлений розмірним квантуванням енергетичного спектру носіїв заряду. Встановлено, що при зменшенні  $d$  у напівпровідниковій області ширина забороненої зони зростає, і це підтверджує наявність і квантову природу переходу.

Поглинання електромагнітного випромінювання при переході електронів між рівнями розмірного квантування в плівках розглядалось в бага-

твох роботах у т.ч. [30-34]. Поглинання фотонів, яке супроводжується між-підзонними переходами електронів, повинно мати резонансний характер, а, отже, залежність коефіцієнта поглинання монохроматичного світла від товщини плівки повинна бути осцилюючою. Крім того, можливі резонансні піки поглинання світла в плівці певної товщини при зміні довжини хвилі випромінювання. Н.С. Ритова розглянула у своїй роботі [30] випадок, коли падаюче світло поляризоване по нормалі до плівки. А.Я. Шик у роботі [31] вказав, що через низьку поперечну високочастотну провідність розмірно-квантованої плівки виникає різка анізотропія її діелектричних властивостей. Ним же, у роботі [32] вказано, що при падінні поляризованої в площині плівки хвилі, встановлюється неоднорідний розподіл струму і поля, що призводить до резонансного поглинання електромагнітної хвилі за певних частот, залежних від товщини цієї плівки. Звідси, за довільної поляризації світла при зміні товщини плівки, повинні осцилювати оптичні коефіцієнти. Такі спостереження проведені для плівок алюмінію [33], однак виявлений період коливань ( $\sim 20$  нм) не вдалось узгодити з розрахунками для розмірного квантування в зоні провідності алюмінію (з такого періоду осциляцій випливає значення ефективної маси  $\sim 0,1-0,3 m_0$ ). Слід вважати, що в даному випадку осциляції пов'язані з міжзонними переходами [34].

Велика кількість теоретичних робіт присвячена властивостям квантованих плівок у магнітному полі. Г.А. Гогадзе і І.О. Кулик [35] передбачили появу всплесків термодинамічного потенціалу у випадку співпадіння рівнів Ландау при зміні поля і квазідискретних рівнів енергії, обумовлених розмірним квантуванням.

Термодинамічні властивості плівок у магнітному полі, яке орієнтоване паралельно до плівки, розглянув С.С. Недорезов у 1969 році в роботі [36]. Він показав, що при зміні магнітного поля виникають осциляції з періодом, який визначається зміщенням підзон на величину, що дорівнює відстані між квазідискретними рівнями поблизу енергії Фермі. При переході до похилого чи до перпендикулярного напрямку поля квазідискретні рівні стають щільнішими, і спектр стає дискретним [37]. Ці результати стосуються випадку великого числа підзон та довільної анізотропної форми ізоенергетичних поверхонь.

Кінетичні властивості розмірно-квантованих плівок у магнітних полях розглядалися в багатьох роботах [16, 38-43], де передбачено появу осциляцій в перпендикулярному магнітному полі, що пов'язані з квантово-розмірними підзонами.

Одна з можливостей вивчення квантового розмірного ефекту пов'язана з використанням тунельної спектроскопії. Г.А. Гогадзе та І.О. Кулик у 1965 році в роботі [44] показали, що тунельний струм із розмірно-квантованої плівки є осцилюючою функцією зміщення, яка відображає особливості густини станів. Провідність тунельної системи при зміні товщини плівки, як показала Е.Т. Роговська [45] в 1973 році, монотонно змінюється, причому області швидкого і повільного спаду провідності чергуються між собою.

У всіх згаданих теоретичних роботах розглядається, як правило, ідеалізована модель монокристалічної плівки з дзеркальними гладкими поверхнями. Наявність дефектів у об'ємі плівки призводить до зменшення амплітуди квантово-розмірних осциляцій опору [46]. Вплив поверхневих неоднорідностей на густину станів квазічастинок в розмірно-квантованій і класичній плівках розглянуто А.В. Чапликом та М.В. Ентіним [47]. При умовах квантування, розсіювання поверхнею призводить до згладжування стрибків густини станів [47] і забезпечує наявність ненульового залишкового опору навіть за відсутності якого-небудь об'ємного механізму розсіювання [48]. В роботі [49] розглянуто зміну характеру розсіювання електронів на фононах в квантованій плівці, пов'язану з наявністю поверхні. Шорсткість поверхні плівки призводить до виникнення в розмірно-квантованому електронному спектрі локалізованих станів електронів, розміщених нижче рівня мінімальної енергії в першій підзоні [49]. А.В. Чаплик [50] показав, що внаслідок взаємодії електронів з домішками при розмірному квантуванні залежність електропровідності від товщини досить ускладнюється, хоча зберігає осцилюючий характер.

Інтерес до дослідження наноструктур на основі IV-VI для термоелектричних цілей, різко зріс після теоретичного прогнозу американських фізиків про значне збільшення термоелектричної добротності при зменшенні ширини квантової ями до нанорозмірів [51] у 2001 році і подальших експериментальних досліджень цього ефекту. На початок 2002 року з'явилися дослідження [52], автори яких вперше спостерігали осциляції гальваномагнітних і термоелектричних властивостей в тонких плівках сполук IV-VI, вирощених на підкладках KCl. Відомо, що структура та електронні властивості тонких плівок сполук IV-VI залежать здебільшого від технологічних факторів (типу і температури підкладки, складу шихти, взаємодії із киснем і т.д.), що викликає необхідність вивчення впливу цих факторів на прояв осциляційних ефектів.

Нещодавно в серпні 2010 року вийшла стаття-огляд актуальних проблем [53] вчених Московського державного університету М.В. Ломоносова. З'ясовано, як пишуть А.В. Дмитрієв та І.П. Звягін, що наближення, використані в первинних розрахунках Хікса і Дрессельхауса, не враховували деяких важливих особливостей кінетики носіїв заряду в реальних системах пониженої розмірності. Так, в їх роботах вважалося, що для носіїв заряду шари, де вони знаходяться є нескінченно глибокими потенціальними ямами, а розсіювання електронів розглядалося в наближенні постійного часу релаксації, тобто передбачалося, що рухливість носіїв не змінюється за зменшенням товщини шарів. Виявилось, що відмова від цих припущень може істотно змінити результати розрахунку термоелектричних параметрів. Водночас для інших умов прогнози Хікса і Дрессельхауса можуть залишатися справедливими. У роботі [54] було показано: якщо основним механізмом розсіювання електронів є взаємодія з полярними оптичними фононами, то за високих температур, коли РО-розсіяння можна вважати пружним, відповідний час релаксації електронів залишається постійним при зменшенні товщини ям, і в

цьому випадку прогнози Хікса і Дрессельхаус про зростання термоелектричної добротності в системах з квантовими ямами виявляються вірними.

Тож бачимо поступ у розвитку експериментального спостереження і теоретичного пояснення КРЕ у матеріалах пониженої розмірності.

## II. Умови існування квантових розмірних ефектів у наноструктурах. Елементи теорії

Інтенсивний прогрес нанотехнологій зумовлює дослідження квантових розмірних ефектів (КРЕ). Явище КРЕ у плівках має місце, коли товщина плівки  $d$  стає порівнянною з довжиною хвилі де Бройля. Цим умовам задовольняють напівметалічні та напівпровідникові плівки.

Для експериментального спостереження розмірного квантування умови експерименту і матеріал плівки мають задовольняти відповідним вимогам.

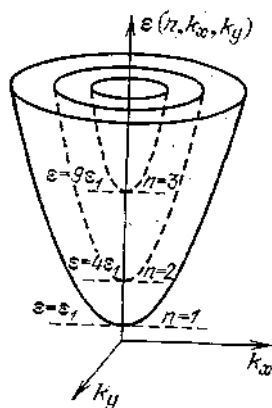


Рис.1. Частково квантований спектр носіїв струму в тонкій плівці [55]

Найперше слід підкреслити, що спектр носіїв у плівці, як видно з рис. 1, складається з зон, які перекриваються. Коли носії струму займають велику кількість перекритих зон, квантування спектру не повинно відігравати суттєвої ролі. Розмірне квантування може проявлятися тільки у випадку, коли середня енергія електрона провідності  $\bar{\epsilon}$  має той самий порядок, що й характерна енергія квантування  $\epsilon_1$  особливістю спектра в плівці є наявність скінченної мінімальної енергії  $\epsilon_1$  [55, 56]:

$$\epsilon_1 \equiv \epsilon(n = 1, k_x = k_y = 0) = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{\pi^2}{d^2}, \quad (1.1)$$

де  $n$  – розмірне квантове число,  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $m$  – ефективна маса носіїв струму в перпендикулярному до руху напрямку;  $d$  – товщина плівки.) Тобто носії повинні займати невелику кількість підзон (під підзоною в даному випадку розуміються значення, яких набуває енергія  $\epsilon$  при даному значенні квантового числа  $n$ ). Отже, необхідною умовою прояву КРЕ є:

$$\bar{\varepsilon} \approx \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{\pi^2}{d^2} \quad \text{або} \quad d \approx \frac{\pi\hbar}{\sqrt{2m_{\perp}\bar{\varepsilon}}} \approx \lambda_D, \quad (1.2)$$

де  $\lambda_D$  – довжина хвилі де Бройля. Також в умові (1.2) для виродженого електронного газу  $\bar{\varepsilon}$  має той самий порядок, що й гранична енергія Фермі  $\zeta_F$ , а для неvirодженого  $\bar{\varepsilon} \approx k_0T$ . Таким чином, для прояву розмірного квантування товщина плівки має бути співмірною з довжиною хвилі де Бройля  $\lambda_D$  для носіїв. З (1.2) видно, що для прояву КРЕ за реальних товщин вимагається мала ефективна маса, невелике заповнення спектру або низькі температури. Розрахунки за формулою (1.2) дають нереальні товщини для металічних і реальні для напівпровідникових та напівметалічних плівок.

Друга умова накладає обмеження на процес розсіювання носіїв струму. Через розсіювання, квазидискретний спектр у плівці частково розмивається на величину  $\hbar/\tau$ , де  $\tau$  – час релаксації. Для того, щоб дискретність спектру збереглася, необхідне виконання умови:

$$\frac{\hbar}{\tau} \ll \varepsilon(n+1) - \varepsilon(n), \quad \frac{\hbar}{\tau} \ll \varepsilon_1(2n+1), \quad (1.3)$$

де до останнього виразу легко дійти, згадавши, що  $\varepsilon = \varepsilon_n = \varepsilon_1 n^2$ , отже,

$$\begin{aligned} \varepsilon(n+1) - \varepsilon(n) &= \varepsilon_1(n+1)^2 - \varepsilon_1(n)^2 = \varepsilon_1(n^2 + 2n + 1) - \varepsilon_1 n^2 = \\ &= \varepsilon_1(n^2 + 2n + 1 - n^2) = \varepsilon_1(2n + 1). \end{aligned}$$

Ще, враховуючи формулу (1.1), вираз (1.3) можна записати у вигляді:

$$\frac{\hbar}{\tau} \ll (2n+1) \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{\pi^2}{d^2}. \quad (1.3^*)$$

Оскільки час релаксації  $\tau$  прямо пропорційно пов'язаний з іншою важливою характеристикою носіїв, а саме їх рухливістю  $\mu = e\tau/m$ , то вираз (1.3) можна переписати так:

$$\frac{\hbar e}{\mu m_{\perp}} \ll \varepsilon(n+1) - \varepsilon(n). \quad (1.3^{**})$$

Ця умова існування квазидискретного спектру в плівці є найбільш строгою, і виконується тільки в досить досконалих і чистих плівках, де носії мають велику довжину вільного пробігу. Для виконання умови (1.3) вимагаються достатньо високі рухливості носіїв струму [55], що задовольняють (за невеликих концентрацій  $n$ ) умові

$$\mu \gg \frac{ed^2}{\pi\hbar}. \quad (1.4)$$

Крім вказаних вище двох умов слід наголосити, що для спостереження КРЕ плівка має бути досить однорідною по товщині, щоб зміна положення розмірних рівнів у різних її частинах внаслідок випадкового розкиду товщини була значно меншою за відстань між ними. Для цього відносний розкид товщини [55] має задовольняти умові:



$$\frac{|\Delta d|}{d} \ll \frac{(2n+1)}{2n^2}, \quad (1.5)$$

де  $n$  – номер підзони. За відносно великих  $n$ , як видно з (1.5), розкид товщини  $|\Delta d|$  має бути меншим  $d/n$ , щоб плівкові підзони різних ділянок не перекривались.

Однорідність плівки по товщині необхідна і для того, щоб розсіювання носіїв від поверхні було дзеркальним. Тобто таким, коли проекція квазіімпульсу  $\hbar|k_z|$  (ми розглядаємо плівку, що обмежена по осі  $z$ , вільний рух носіїв здійснюється вздовж осі  $(x, y)$ , тому маємо двомірний  $k$ -простір  $(k_x, k_y)$ , в якому рух електрона є неперервним, а по третьому напрямку  $(k_z)$  рух або заборонений ( $n=1$ ) або обмежений) при відбитті від поверхні плівки не змінюється. Для цього розмір неоднорідності  $|\Delta d|$  має бути меншим за довжину хвилі де Бройля для носіїв струму [55]:

$$|\Delta d| < \lambda_D. \quad (1.6)$$

Для спостереження осциляційних КРЕ носії струму в плівці мають бути вироджені  $k_0 T \ll \zeta_F$  [55, 56], крім того вимагається, щоб розмиття фермієвського розподілу (границя Фермі) було значно меншим за відстань між сусідніми підзонами [55,56], тобто

$$k_0 T \ll (2n+1)\varepsilon_1 < \zeta_F. \quad (1.7)$$

Остання нерівність в (1.7) необхідна для того, щоб під рівнем Фермі знаходилось хоча б декілька плівкових підзон. Тільки у цьому випадку можна спостерігати осциляційні КРЕ [55, 56].

Отже, для реалізації КРЕ потрібні матеріали з малою ефективною масою носіїв, із малим заповненням (рівнем Фермі), з високою рухливістю та дзеркальним поверхневим розсіянням (однорідні за товщиною плівки), а експерименти необхідно проводити за низьких температур (1.7). Цим умовам досить добре задовольняють напівметалічні і напівпровідникові плівки.

### III. Прояв квантово-розмірних ефектів у металах

В 1968 р. Комнік Ю.Ф. та Бухштаб Є.І. [57] спостерігали квантові розмірні ефекти в тонких плівках олова. Олово, як відомо, належить до нормальних металів, тому на перший погляд, здається, що ці ефекти мають тут тільки теоретичний інтерес, бо електрони в металах, поряд з малою довжиною хвилі де Бройля, характеризуються також малим коефіцієнтом дзеркальності відбиття від поверхні. Автори намагались виявити ефект Блатта-Томпсона на плівках олова, який полягав у тому, що при зміні товщини плівки повинні осцилювати з затухаючою амплітудою критична температура і надпровідна щільність. Ефект теоретично обумовлений немонотонною залежністю густини станів від товщини плівки. Період осциляцій, як і в попередніх випадках, мав бути рівним півхвилі де Бройля. Конденсація плівок проводилась у вакуумі  $\sim 133,322 \cdot 10^{-6}$  Па на скляну підкладку при температурі 200°К. Охолодження підкладки проводилось з метою зменшення критичної товщини,

що, звичайно ж, зумовило погіршення структури плівок. За результатами експерименту (рис.2) період осциляцій критичної температури узгоджується з припущеннями Блатта і Томпсона. Мала ж величина амплітуди спостережуваних осциляцій пояснена структурною недосконалістю плівок і малою часткою дзеркально відбитих електронів в олові. Проте, як відзначили автори, хід монотонної складової залежності  $T_c(L)$  визначається значною мірою іншими причинами, а не розмірним квантовим ефектом.

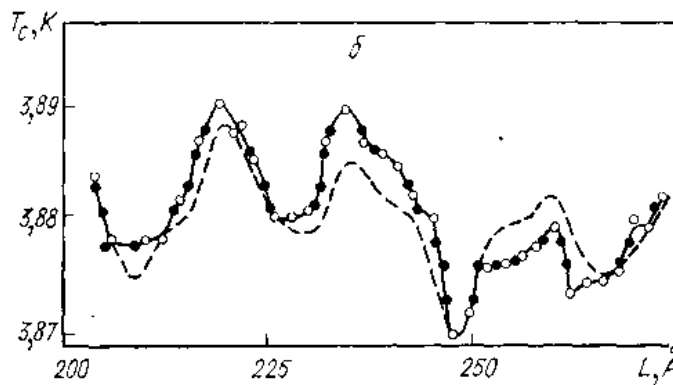


Рис.2. Залежність критичної температури  $T_c$  від товщини  $L$  (Å) плівок олова: ○ – точки, отримані інтерполяцією температури; ● – точки, отримані інтерполяцією товщини; пунктирна крива – теоретична крива [57, 58]



Рис.3. Прозорість алюмінієвої плівки в залежності від товщини за температури 4,2 К. Вздовж осі абсцис – товщина плівок, вздовж осі ординат – інтенсивність (у довільних одиницях) [59]

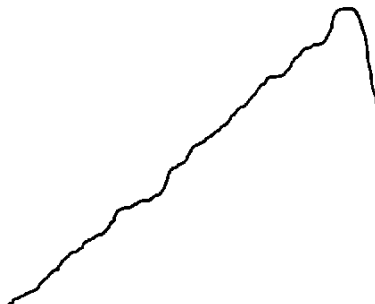


Рис.4. Прозорість алюмінієвої плівки в залежності від товщини за кімнатної температури. Вздовж осі абсцис – товщина плівок, вздовж осі ординат – інтенсивність (у довільних одиницях) [59]

Н.Є. Алексеевський та С.І. Веденєєв у роботі [59] досліджували прозорість для кисню плівок алюмінію. Їхні вимірювання в області температур рідкого гелію (4,2 К) показали наявність невеликих осциляцій прозорості плівки як функції від товщини. При підвищенні температури до температури рідкого азоту, амплітуда коливань зменшилася і зникла цілком за кімнатної температури. Автори передбачали, що отримана немонотонна варіація прозорості від товщини, є наслідком квантування. Оцінивши число рівнів, які повинні міститися в інтервалі товщин від  $10^{-5}$  до  $2 \cdot 10^{-6}$  см, вони знайшли, що їх число складає  $d_1/d_2 \approx 5$ . Значення ефективної маси носіїв вчені обчислили, використовуючи модель потенціальної ями:  $m^* = (0,1-0,3) m_0$ . Оскільки ця модель має багато спрощень, обчислені значення ефективної маси можуть бути розцінені як задовільні, особливо зважаючи на можливий вплив легких носіїв на спостережуваний ефект. Якщо немонотонна зміна прозорості дійсно є наслідком квантування, то зменшення в спостережуваних коливаннях з ростом температури відбувається ймовірно внаслідок зменшення середнього вільного пробігу електронів.

Прояв квантово-розмірного ефекту в плівках алюмінію абсолютно вірогідний, насамперед тому, що, як відомо, алюміній формує хорошу оптичну поверхню, здатну до створення дзеркального відбиття електронів, крім того, що спин-орбітальна взаємодія, яка зумовлює розмиття ефекту квантування, в алюмінію дуже мала [59].

Цікаві висновки щодо можливості прояву КРЕ в плівках золота зроблені авторами статті [60]. Вчені зауважили ось що: 1) оскільки в плівках Au довжина хвилі де Бройля становить  $\lambda_D \approx 0,5$  нм, то період прогнозованих осциляцій динамічних характеристик (особливо виражених в поглинанні) металевих плівок дорівнює  $d_0 \approx \lambda_D/2 = 0,25$  нм, тож, потрібен дуже чутливий метод для визначення товщини плівки, і 2) ультратонкі плівки повинні бути не острівцевими, а суцільними, що може забезпечити використання певних технологічних способів осадження або спеціальних, так званих сурфактантних підкладок (наприклад, з підшаром  $Bi_2O_3$ , Al, Ge та ін.).

Розмірні залежності питомого опору плівок міді ( $d \approx 4-30$  нм) досліджували львівські вчені Р.І. Бігун та З.В. Стасюк у роботі [61]. Проте, хоча у процесі напилювання плівок використовувався дуже високий вакуум ( $10^{-7}$  Па), а виміри проводились за низьких температур (78 К), експериментальні осциляції питомого опору не спостерігалися. Отримані d-залежності питомого опору автори описали з допомогою виразів квантової (яка передбачає існування осциляційних залежностей  $\rho = \rho(d)$  з періодом  $d_0$ , що дорівнює довжині хвилі де-Бройля електрона) та квазікласичної теорій явищ переносу заряду в зразках обмежених розмірів. Неспостережуваність осциляцій вчені пояснюють наявністю неоднорідностей поверхні плівки, недостатньою чутливістю вимірювання її товщини та особливостями динаміки росту плівки. Розмірні залежності питомого опору  $\rho$  плівок міді, які одержані в роботі [61], наведені на рисунку 5.

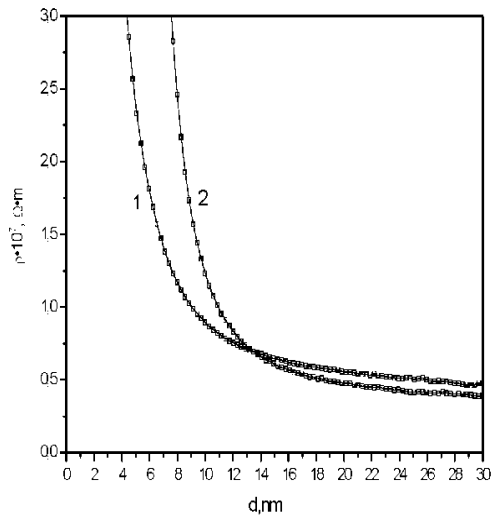


Рис. 5. Розмірні залежності питомого опору  $\rho$  плівок міді нанесених на чисте скло, покрите підшаром сурми (1), та на чисте скло (2)[61].

У плівках металів прояв розмірного квантування повинен спостерігатись при товщинах шару, менших 4-5 нм, саме ці товщини є співмірні з довжиною хвилі де Бройля носіїв струму. Отримання однорідних суцільних шарів таких малих товщин є достатньо складною технологічною проблемою. Наявність на поверхні шару макроскопічних неоднорідностей може повністю погасити осциляції. Перспективними є досягнення можливостей подолання впливу коагуляції при конденсації та зародженні шару металу з метою створення електрично суцільних шарів товщиною в декілька нанометрів.

#### IV. Прояв квантово-розмірних ефектів у напівметалах

В статті [8] авторами досліджена залежність опору, коефіцієнта Холла і магнітоопору від товщини плівок вісмуту при 300, 78 і 4,2 К (рис.6) (магнітне поле було перпендикулярним до площини плівки). Плівки готувались шляхом наплення чистого вісмуту (99,9999%) у вакуумі (10-6 мм.рт.ст.) на слюду, підігріту до 343÷353 К при швидкості наплення  $\sim 50 \text{ \AA}/\text{хв}$ . З рисунка видно, що криві мають осциляційний характер з приблизно однаковим періодом (відстанню між сусідніми максимумами чи мінімумами),  $\Delta d \approx 400 \div 500 \text{ \AA}$ . Виконані вимірювання за кімнатних і низьких температур виявили, що осциляції суттєво згладжуються за кімнатних температур, а найбільшу амплітуду вони мають за найнижчих температур. Результати, отримані в даній роботі, автори пояснюють розмірним квантуванням.

В роботі [10] було проведено детальне дослідження властивостей плівок вісмуту в широкому інтервалі товщин, а також отримані дані про структурні характеристики епітаксійних плівок вісмуту, що свідчить про їх високу досконалість. У інтервалі товщини від 120 до  $\sim 4000 \text{ \AA}$  спостерігалось до 8 періодів добре виражених осциляцій питомого опору (рис.7).

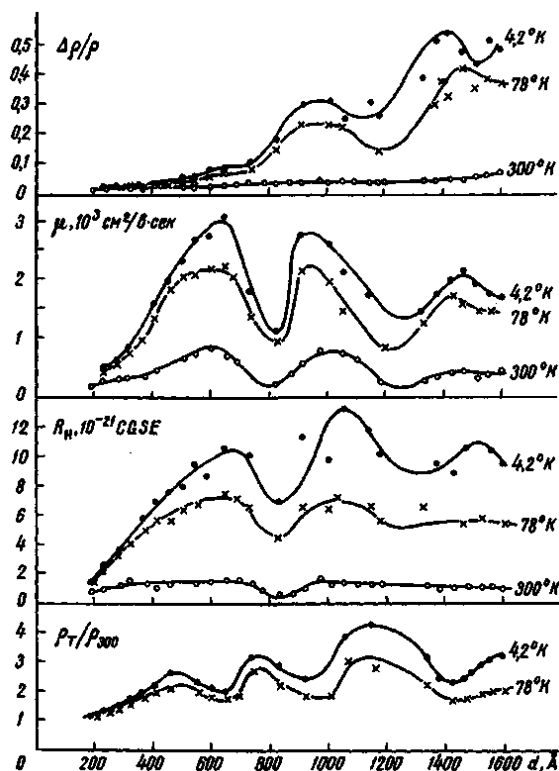


Рис.6. Залежність опору, коефіцієнта Холла і магнітоопору від товщини плівок вісмуту при  $T=300, 78$  і  $4,2$  К [8]

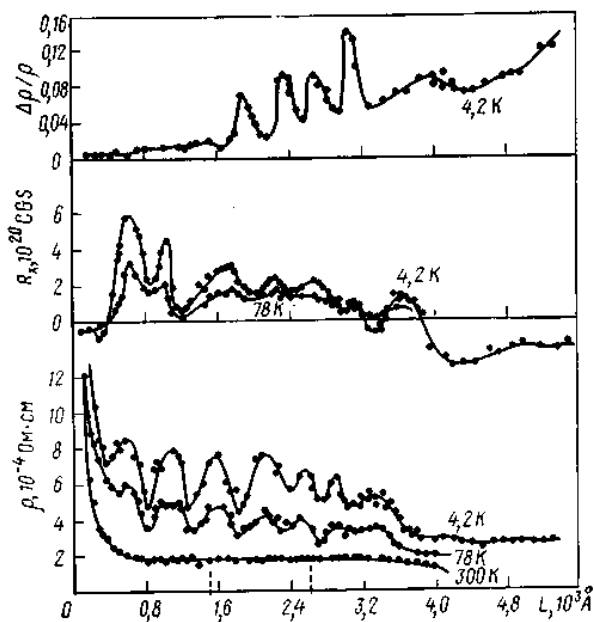


Рис.7. Залежність електроопору  $\rho$ , коефіцієнта Холла  $R_H$  і магнітоопору  $\Delta\rho/\rho$  від товщини плівок вісмуту, сконденсованих на слюді. Вимірювання виконані на серіях зразків з кроком по товщині [10, 58]

Авторам статті [62] вдалося спостерігати і квантовий, і класичний розмірний ефект в полікристалічних тонких плівках вісмуту. Автори виявили аномальний розмірний ефект у провідності вісмуту (рис.8), з проявою КРЕ, де зі зменшенням товщини провідність плівок зростає. Цю аномальну залежність в провідності автори пояснюють не структурною досконалістю плівки, бо це майже неможливо при зменшенні товщини плівки, а продовженням релаксації для дірок і електронів із зменшенням товщини плівки. Оскільки зростає час релаксації, то відповідно зростуть рухливість і провідність носіїв.

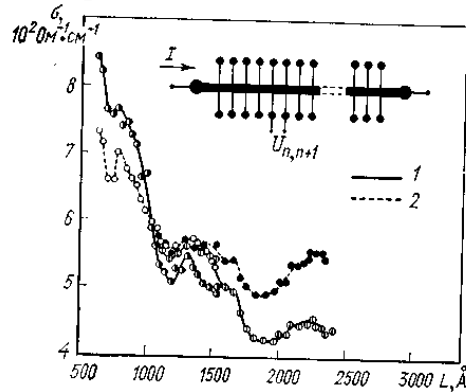


Рис.8 Залежність питомої провідності від товщини тонких плівок вісмуту. Вимірювання виконані за температури 4,2 К на зразках змінної товщини, отриманих при  $T=350$  К: 1 – до відпалювання; 2 – після відпалювання за 420 К. Різні позначення експериментальних точок відносяться до різних зразків; вгорі показано конфігурацію зразка [62, 58]

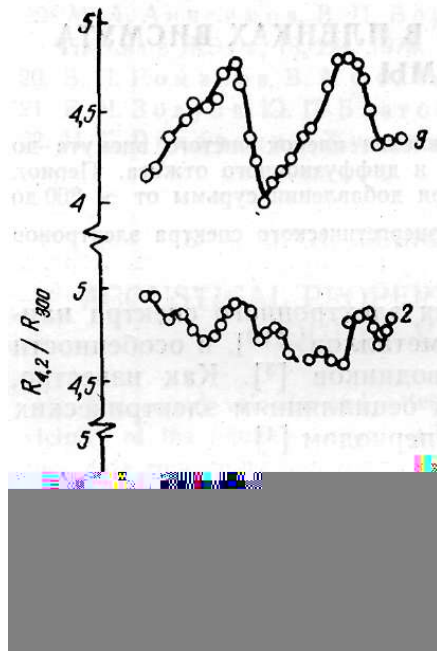


Рис.9. Залежність відносного опору  $R_{4,2}/R_{300}$  від товщини плівок вісмуту для зразків чистого вісмуту (1), після нанесення шару сурми (2) і дифузного відпалювання (3) [63]

Дуже важливий висновок зроблений цими ж авторами, але в значно пізнішій роботі [63], де досліджувались квантові осциляції опору чистого вісмуту до і після нанесення на зразок тонкого шару сурми і дифузного відпалювання. На основі експерименту, результати якого відображені на рис.9, було показано, що осциляції опору в структурно доконалих плівках вісмуту пов'язані саме з параметрами спектру, а не з якими-небудь іншими випадковими причинами. Кількість нанесеної сурми складала ~4 ат.% в сплаві. Це відповідає дуже сильному (більш ніж удвічі) зменшенню перекриття електронної і діркової зон у сплаві вісмут-сурма, порівняно з чистим вісмутом. З рис.9 видно, що додання сурми призвело до зміни періоду осциляцій від ~260 до 650Å, тобто, більше ніж у два рази, що повністю узгоджується зі зміною параметрів спектру. Зростання амплітуди автори пояснили тим, що спостережені осциляції відповідають меншим квантовим числам.

Для виявлення квантового розмірного ефекту в тонких плівках сурми в роботі [64] детально вивчені залежності опору від товщини плівок при 4,2; 78 і 300 К. Під час досліджень використовувалися зразки змінної товщини. На рис. 6 наведені отримані в роботі [64] залежності електропровідності від товщини плівок сурми. Криві мають осциляційний характер; період осциляції складає ~25÷28 Å. Електрична провідність плівок сурми падає зі зменшенням товщини (рис.10). Ця залежність якісно відрізняється від відповідної залежності для плівок вісмуту, в яких виявився аномальний розмірний ефект в провідності. У дуже тонких плівках сурми пониження  $\sigma$  пов'язано з визначальним впливом погіршення структурних характеристик плівок при зменшенні товщини, що свідчать про зменшення амплітуди і розмиття квантових осциляцій.

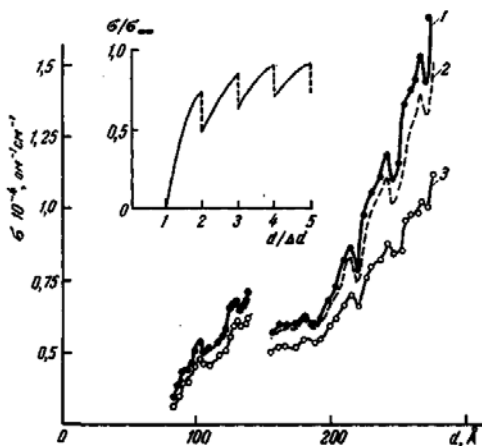


Рис. 10. Залежність електропровідності від товщини  $d$  (Å) плівок сурми Sb за температур: 1 – 4,2 К; 2 – 78 К; 3 – 293К [64]

Вагомий внесок у розвиток розуміння КРЕ зроблено у роботі [65]. Ю.Ф. Комнік, Е.І. Бухштаб, Ю.В. Нікітін та В.В. Андрієвський дослідили температурну зміну осциляційних залежностей опору тонких плівок вісмуту від товщини, які обумовлені квантовим розмірним ефектом. Використовуючи метод зразків змінної товщини, вчені переконались,

що амплітуда осциляцій залежить від досконалості структури плівок; вона, як правило, більша для ділянок поблизу максимальної товщини, де якість плівок вища у зв'язку з перпендикулярним падінням молекулярного пучка. Експеримент показав, що амплітуда осциляцій для плівок, товщина яких менша за 100 нм, помітно спадає зі зменшенням товщини (замість значного росту, який передбачала теорія). В багатьох випадках осциляції мають вигляд биття. Згасання осциляцій зі зменшенням товщини плівок тісно пов'язано, як висловили автори, з деформацією спектра поблизу поверхонь під впливом поверхневих станів.

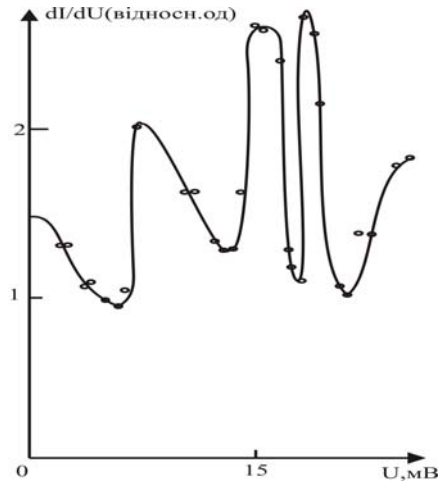


Рис. 11. Залежність  $dI/dU$  ( відносні одиниці) від  $U$  (мВ) для системи Ві (тонка плівка) –діелектрик – Ві (тонка плівка) [9]

Методом тунельної спектроскопії [9] спостерігалися квантово-розмірні ефекти в тонких плівках вісмуту. Вимірювання проводились на трьох системах: 1) Ві (тонка плівка) –діелектрик –Ві (товста плівка), 2) Ві (тонка плівка) –діелектрик – Ag, 3) Ві (тонка плівка) –діелектрик – Ві (тонка плівка). На рис.11 наведено результати для третьої системи. У випадку квадратичного закону дисперсії залежність густини станів від енергії в квантованій плівці має вигляд ступінчастої функції, причому довжина сходинки зростає зі підвищенням енергії. Відповідно відстань між особливостями на вольтамперній характеристиці при тунелюванні електронів з квантованої плівки в масивний метал повинна зменшуватися, а при оберненій полярності напруги – збільшуватися. Далі, за напруги, яка відповідає зсуву рівня Фермі масивного електроду нижче за дно першої підзони в тонкій плівці, немонотонна залежність повинна змінюватися монотонним наростанням струму. Звідси автори оцінили значення енергії Фермі в плівці вісмуту, які знаходяться в межах  $0,02 \div 0,027$  еВ, тобто виявляються близькими до відомих значень енергії фермі у масивному вісмуті. За відстанню між особливостями на вольтамперній характеристиці можна оцінити значення компоненти ефективної маси електронів у Ві, що відповідає напрямку тригональної осі. Це значення виявилось рівним  $\sim 0,012m_0$ , що добре узгоджується з відомих значенням цієї величини із вимірювань ефекту де Гааза - ван Альфена.



У роботі [66] автори досліджували магнітоопір монокристалічних плівок вісмуту товщиною 200-400 нм в магнітних полях. У плівках проявлявся квантовий розмірний ефект: залежності опору і гальваномагнітних властивостей від товщини плівок мали осциляційний характер. Також знайдено залежності концентрації плівок від товщини: вони мають осциляційний вигляд, причому амплітуда коливань порівняно велика і співмірна з амплітудою осциляцій опору та гальваномагнітних коефіцієнтів.

В.Н. Луцкий та Л.А. Кулик у своїй роботі [67] розглядали оптичні характеристики плівок вісмуту в умовах квантово-розмірного ефекту. Плівки вісмуту були отримані вакуумним випаровуванням на підкладки КВг. Основні результати даної роботи: 1) виявлено зміщення червоної межі оптичного поглинання (тобто зміна ширини забороненої зони, що є наслідком КРЕ) зі зміною товщини плівки; 2) спостережено момент переходу метал-напівпровідник, що є важливим проявом КРЕ в напівметалах; 3) відмічено немонотонний характер спектральної залежності оптичного пропускання; 4) поблизу краю поглинання спостережено максимум пропускання, який зміщується при зміні товщини плівки.

У четвертому розділі автореферату дисертації [29] Любченко Г.С. наведено результати дослідження товщинних ( $d=4-300$  нм), температурних (80-300 К) та польових залежностей (0,1-1,0 Тл) кінетичних коефіцієнтів у тонких плівках Ві, отриманих на підкладках зі слюди з температурами  $T_s^1 = 300$  К та  $T_s^2 = 380$  К.

Дослідження товщинних залежностей  $\sigma$ ,  $R_H$ ,  $\mu_H$  та  $S$  в інтервалі  $d=5-300$  нм за кімнатної температури показало, що при температурі підкладки  $T_s^2=380$  К спостерігаються осциляції з періодом  $\Delta d=30\pm 5$  нм, що узгоджується з більшістю літературних даних. Загальний характер залежностей зберігається і за температури підкладки  $T_s^1=300$  К, але осциляції проявляються менш чітко. Осцилюючий характер залежностей з тим же  $\Delta d$  спостерігається і за низьких температур, причому відносна зміна кінетичних коефіцієнтів в результаті осциляцій практично не залежить від температури вимірювання. Якщо приймати до уваги тільки монотонну складову кривих  $\sigma$ ,  $R_H$ ,  $\mu_H(d)$ , то Г.С. Любченко відзначила зростання усіх кінетичних коефіцієнтів із збільшенням товщини плівки до  $\sim 200$  нм і вихід на насичення з подальшим зростанням  $d$ . Факт збереження загального характеру залежностей властивостей від товщини плівок, незважаючи на те, що кожний з досліджуваних зразків одержано в окремому експерименті, вказує на добре відтворення результатів та вірогідність закономірностей, що спостерігаються.

Відтак було проведено детальне дослідження товщинних залежностей кінетичних властивостей тонких плівок Ві в інтервалі  $d=7-60$  нм. В межах цих товщин, як пише автор, можна виділити дві підобласті з різною залежністю властивостей від товщини:  $d=7-25$  та  $d=25-60$  нм. У першій підобласті залежності мають вигляд кривих з максимумом при  $d\sim 20$  нм, а в другій – осцилюючий характер з періодом осциляцій  $\Delta d=5\pm 1$  нм. Висловлюється припущення, що товщина  $d=25\pm 5$  нм відповідає переходу напівметал-напівпровідник (НМНП), розмежовуючи пі-

добласті з напівпровідниковим і напівметалевим характером провідності, і що в області  $d=25-60$  нм має місце прояв розмірного квантування дірок. Теоретична оцінка  $\Delta d$  для діркового газу свідчить, що це значення наближається до експериментального.

На основі одержаних температурних залежностей  $R_H$  для плівок з  $d=7-60$  нм Г.С. Любченко було проведено теоретичний розрахунок значень ширини забороненої зони  $E_g$  в припущенні, що критична товщина, яка відповідає переходу НМНП, дорівнює  $d=25\pm 5$  нм і при  $d < 25\pm 5$  нм має місце напівпровідниковий хід провідності.

### V. Прояв квантово-розмірних ефектів у напівпровідникових наноструктурах

У роботі [68] Філатов О.Н. та Карпович І.А. спостерігали квантові розмірні ефекти в плівках вироджених напівпровідників InSb. У своїй попередній роботі, автори оптичними вимірюваннями довели, що енергетичний спектр електронів в тонких плівках InSb має квазідискретний характер. Вони стверджують, що внаслідок малої величини густини станів у зоні провідності електронний газ в плівках InSb n-типу є вироджений за кімнатної температури. Цим самим задовольняється умова спостереження КРЕ (1.7). В роботі досліджувалась залежність питомого опору  $\rho$ , коефіцієнта Холла  $R_H$ , рухливості  $\mu = R_H / \rho$ , від товщини  $d$  плівок InSb n-типу (рис.12). При  $d \leq 300 \text{ \AA}$  спостерігається різке зростання  $\rho$ , обумовлене, в основному, зменшенням концентрації носіїв. Автори це явище інтерпретують як зняття виродження електронного газу.

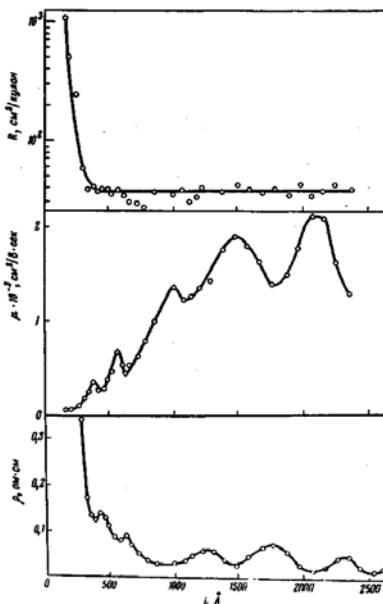


Рис. 12. Залежності: коефіцієнта Холла  $R_H$ , рухливості  $\mu$  та питомого опору  $\rho$  від товщини  $d$  ( $\text{\AA}$ ) плівки InSb за кімнатної температури [68]

В області прояву КРЕ в напівпровідникових матеріалах більшість робіт стосуються тонких плівок халькогенідів свинцю.

З наших робіт [69, 70] видно, що процеси окислення, які відбуваються в структурах на основі плюмбум халькогенідів, здійснюють дуже серйозний вплив на їх властивості. В роботах О.І. Рогачової підкреслюється неможливість спостереження квантових осциляцій у напівпровідникових плівках нанорозмірів, не захищених від окислення. Таким захистом, як говориться у статтях [71, 72], для плівок PbS, PbTe, PbSe є тонкий шар EuS ( $\approx 30$  нм). Він повністю захищає плівки від окислення, завдяки чому вони зберігають провідність n-типу.

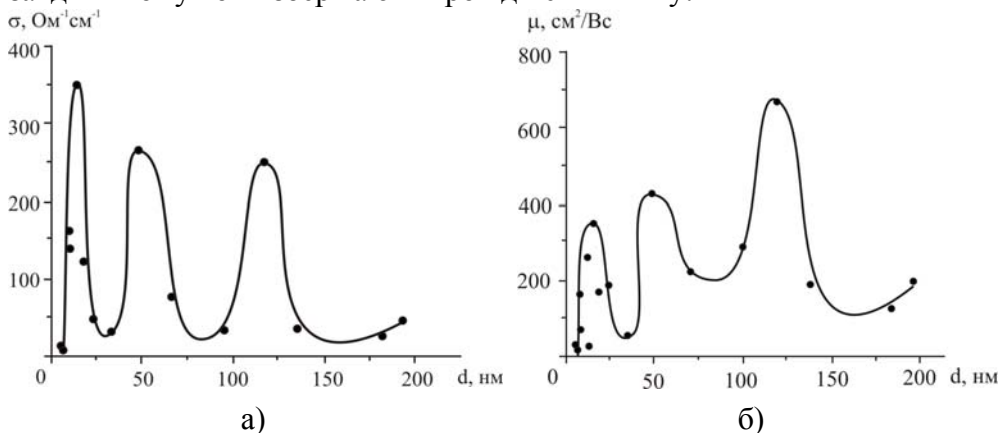


Рис.13. Залежності питомої електропровідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б) від товщини  $d$  шару PbSe в двошаровій структурі (100) KCl/PbSe/EuS за кімнатної температури. Криві проведені через експериментальні точки [72]

Квантово-розмірні ефекти в квантових ямах PbSe досліджено у статті [72]. На осциляційних кривих (рис.13) видно чітке співпадіння максимумів і мінімумів. Це свідчить про хорошу реалізацію КРЕ і структурну досконалість плівок. Крім методу росту, чистота плівок забезпечувалась захисним покриттям EuS від окислення. Саме підкладка KCl і шар EuS забезпечували в даній роботі квантову яму для носіїв у шарі PbSe. Не чітке співпадіння експериментального і теоретично обчисленого періоду осциляцій автори пояснюють спрощеннями введенням для використаної моделі, а саме: ізотропністю і параболічністю зони провідності, дзеркальним розсіюванням носіїв заряду та ідентичністю та нескінченною висотою стінок квантової ями.

Як і в статті [72] для плівок PbSe, квантова яма для плівок PbS ( $d=2-200\text{nm}$ ) реалізована у роботі [73]. Залежність осциляцій від товщини кінетичних параметрів (рис.14), автори приписують появі в тонких шарах квантово розмірних ефектів. Теоретично визначений період осциляцій знову ж таки не чітко співпадає з експериментальним. Крім причин, вказаних у роботі [72], автори зазначають, що ця відмінність в періодах осциляцій пов'язана з тим фактом, що вимірювання здійснювалися за кімнатної температури. Зазвичай приймається, що для спостереження КРЕ крок квантування і теплове розширення енергетичних рівнів не повинні перевищувати відстані між рівнями (умова (1.7)). Тому осциляційна поведінка залежностей від товщини різних кінетичних параметрів може спостерігатися тільки в достатньо низькотемпературному

діапазоні і за достатньо високої рухливості носіїв заряду [55, 56]. Проте автори вказують, що КРЕ може спостерігатися навіть тоді, коли ці умови не виконуються, хоча його прояв, можливо, не такий чіткий, як за низьких температур і деякі осциляції, можливо, зникають, що призводить до похибки в експериментальному періоді осциляцій.

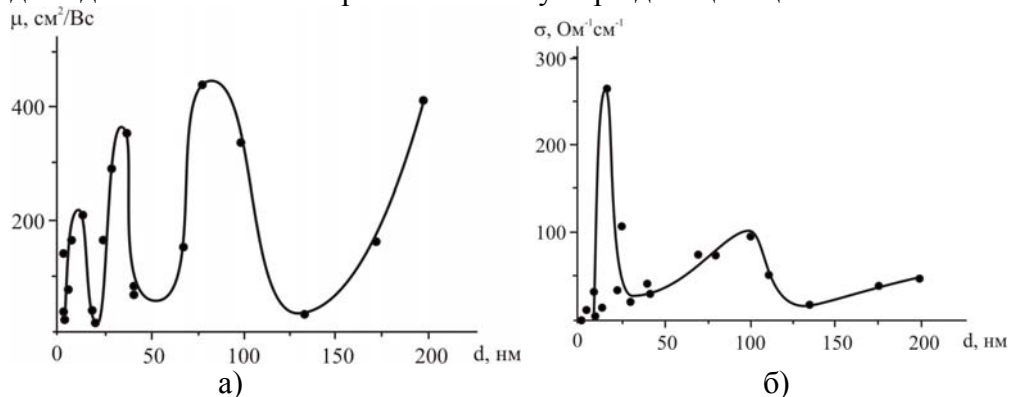


Рис. 14. Залежності: провідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б) від товщини  $d$  шару PbS у двошаровій структурі (100) KCl/PbS/EuS за кімнатної температури [73]

Осциляційна поведінка кінетичних параметрів, завдяки прояву КРЕ, досліджувалася у квантових ямах PbTe [74]. Важливим параметром, що визначає осциляційний характер  $d$ -залежностей різних кінетичних параметрів, є концентрація носіїв заряду, яка визначає номер заповненого підрівня і осциляційний період. У зв'язку з цим, автори більш деталізовано вивчали залежності від товщини гальваноманітних і термоелектричних параметрів структур KCl/PbTe/EuS з різними концентраціями носіїв зарядів. Було встановлено, що в осциляційних  $d$ -залежностях кінетичних параметрів позиції максимумів змінюються зі зміною концентрації носіїв струму (рис. 15).

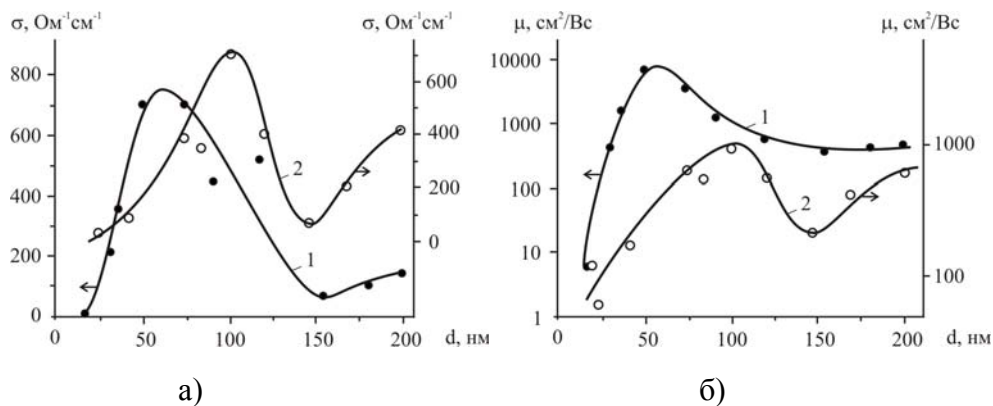


Рис. 15. Залежності: провідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б) від товщини  $d$  плівок PbTe, які приготовлені від стехіометричного PbTe (криві – 1) і PbTe з 2 ат.% додаткового свинцю (криві – 2) у структурі (001) KCl/PbTe/EuS за кімнатної температури [74]. Стрілки вказують на напрямок використання осей

Слід вказати, що ріст тонких плівок сполук типу  $A^{IV}B^{VI}$  на підкладах є здебільшого острівним, що ускладнює дослідження КРЕ в діапазоні малих товщин ( $d < 10$  нм), що є особливо важливим за низького періоду коливань  $\Delta d = \lambda_D/2$ . Можна очікувати, що при послідовному вирощуванні бар'єрів і шару квантової ями можливість спостереження КРЕ в окремій квантовій ямі збільшиться. Тому, важливим об'єктом для спостереження КРЕ є не тільки тонкі плівки, а й гетероструктури.

Прикладом цього є робота [75] для гетероструктур n-PbTe/p-SnTe/n-PbTe. Тут реалізована модель квантової ями для p-SnTe, бар'єрами для якої є шари n-PbTe. У статті спостерігається чітка немонотонна поведінка (рис.16) залежностей термоелектричних параметрів гетероструктур від ширини квантової ями SnTe ( $d_{SnTe} = 0,5-6$  нм), при нерухомій товщині бар'єрних шарів PbTe, яку не можна пояснити в межах тришарової сандвіч-моделі. Автори приписують цю поведінку проявові КРЕ для газу дірок в квантовій ямі SnTe, між бар'єрами n-PbTe. Експериментальне значення періоду осциляцій і положення екстремуму точок добре відповідає результатам теоретичних обчислень, зважаючи на обмежену висоту бар'єрів, що підтверджує прояв КРЕ. Гетероструктури були вирощені шар за шаром, що дозволило вченим вивчати розмірне квантування при малій товщині, де КРЕ проявляються найчіткіше. Також у статті встановлено, що максимальний коефіцієнт потужності відповідає товщині  $d_{SnTe} \cong 2,5\lambda$  при незмінній товщині нижніх і верхніх шарів PbTe ( $d^1_{PbTe} \approx 40$  нм і  $d^2_{PbTe} \approx 10$  нм). Цей ефект потрібно взяти до уваги, оптимізуючи термоелектричні властивості квантових ям і надрешіток. Щоб захистити гетероструктури від окислення, їх було покрито 15-25 нм шаром EuS.

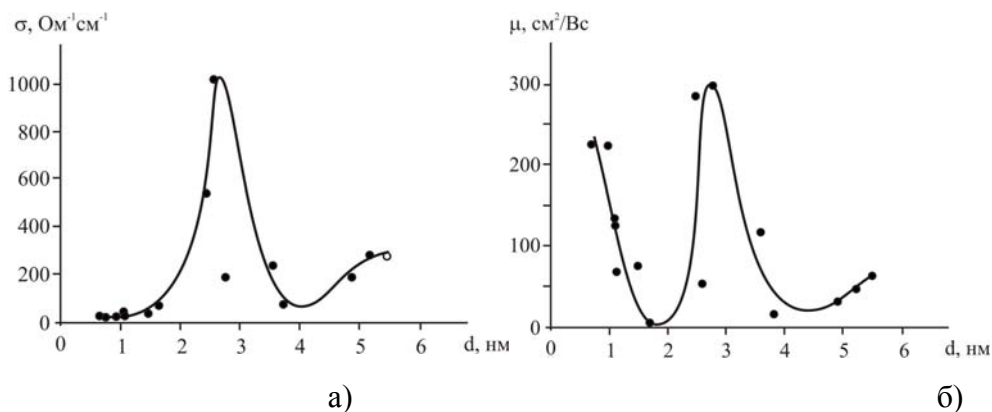


Рис. 16. Залежності: провідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б) від товщини  $d$  шару p-SnTe у структурі n-PbTe/p-SnTe/n-PbTe за кімнатної температури [75]

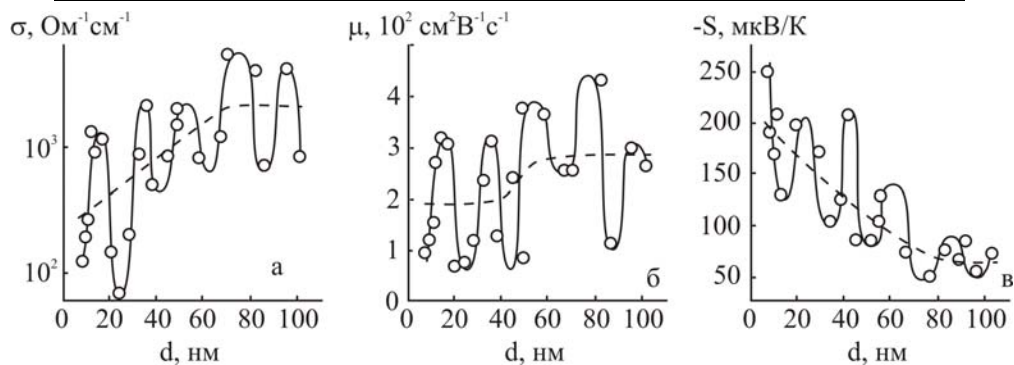


Рис. 17. Залежності електропровідності  $\sigma$ , холлівської рухливості електронів  $R_H$  та коефіцієнта Зеебека  $S$  від товщини плівок PbTe, одержаних з шихти з концентрацією електронів  $n \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  [29]

Дуже цікавою роботою з даної тематики є автореферат дисертації [29] на тему “Явища переносу і квантові розмірні ефекти в тонких плівках телуриду свинцю та вісмуту та структурах на їх основі”. Ми зупинимось на важливих для наших дослідів аспектах цієї роботи.

У третьому розділі наведено результати комплексних досліджень явищ переносу в тонких плівках PbTe на слюді з метою виявлення осциляційного характеру товщинних залежностей кінетичних властивостей та встановлення умов спостереження КРЕ.

Для дослідження КРЕ у плівках PbTe було виготовлено тонкі плівки з шихти n-PbTe з концентрацією електронів  $n \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в інтервалі товщин  $d=5-100 \text{ нм}$  із захисним покриттям  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Всі плівки мали електронний тип провідності. На  $d$ -залежностях  $\sigma$ ,  $R_H$ ,  $\mu_H$ , та  $S$  було виявлено осциляції з періодом  $\Delta d \approx 20 \pm 2 \text{ нм}$  (рис. 17). На основі кривих  $\sigma(d)$  та  $S(d)$  було розраховано термоелектричну потужність  $P=S^2 \cdot \sigma$  і побудовано залежність  $P(d)$ , яка, як і залежності  $\sigma(d)$ ,  $R_H(d)$ ,  $\mu_H(d)$ , та  $S(d)$  мала осцилюючий характер з тим же періодом осциляцій  $\Delta d$ . Природно припустити, що осцилюючий характер залежностей кінетичних коефіцієнтів є наслідком розмірного квантування енергетичного спектру, що має місце в квантовій ямі PbTe, оточеній діелектричними бар'єрами (слюда та  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Для такої системи може бути використана модель нескінченно глибокої прямокутної потенціальної ями.

В [29] встановлено осцилюючий характер ( $\Delta d=15 \pm 2 \text{ нм}$ ) залежностей кінетичних властивостей від товщини шару Ві в гетероструктурах слюда /PbTe/Bi/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $d_{\text{Bi}}=1-80 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{PbTe}}=50 \text{ нм}$ ), що свідчить про розмірне квантування енергетичного спектру носіїв заряду. Зменшення періоду осциляцій порівнянно з  $\Delta d$  у плівці Ві пояснюється зміною структури і параметрів квантової ями для електронів. За відсутності захисного шару  $\text{Al}_2\text{O}_3$  період осциляцій зростає до  $\Delta d=25 \pm 2 \text{ нм}$  внаслідок процесів окислення, які знижують концентрацію електронів у шарі PbTe. Показано, що в гетероструктурах PbTe/Bi можна досягти вищих значень термоелектричної потужності порівнянно із плівками Ві. Проте нам вдалося спостерігати осциляції термоелектричних параметрів наноструктур р-SnTe на слюді [76] без додаткового захисту їх від окислення (див. рис.

18). На нашу думку, ми реалізували квантову яму для дірок у шарі р-SnTe, бар'єрами для якої були, з одного боку, слюдяна підкладка, з іншого – сильно збагачений на акцепторні центри шар на поверхні структури слюда/p-SnTe. За умови, що дифузія кисню супроводжується утворенням тонкого адсорбованого шару на поверхні кожного нанокристаліту, квантування енергетичного спектру дірок матиме місце в межах цього утворення.

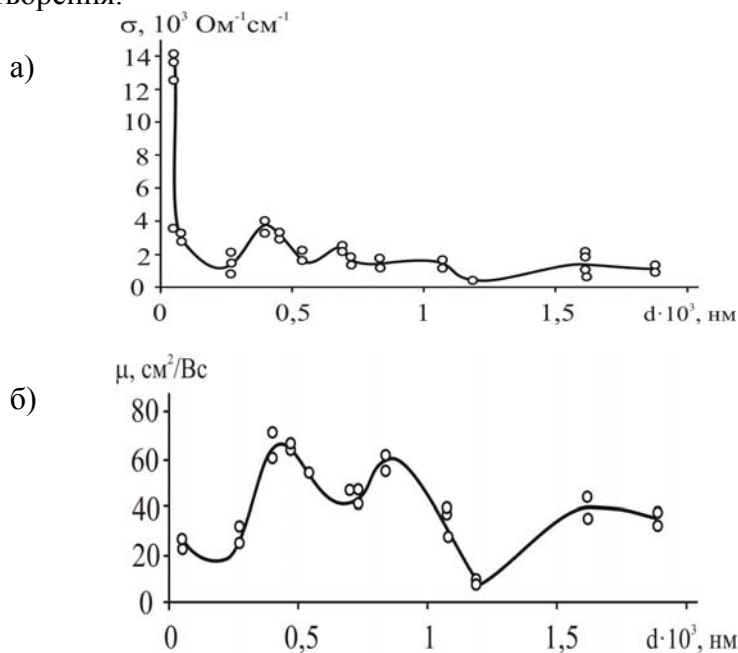


Рис. 18. Залежність питомої провідності  $\sigma$  (а), рухливості  $\mu$  (б) від товщини плівок SnTe у наноструктурі (0001) СТА/p-SnTe при  $T=300 \text{ К}$  [76]

На даний час вчені шукають можливість управління механізмами росту епітаксійних плівок, серед яких найвідомішими є механізми Ван-дер-Мерве, Странські Крастанова і Фольмера-Вебера. В цій же роботі [76], де реалізовані два механізми росту Ван-дер-Мерве (конденсат покриває підкладку суцільним шаром на окремих її ділянках) і Фольмера-Вебера (ріст окремих наноутворень), ми зауважили, що при аналізі  $d$ -залежностей термоелектричних параметрів наноструктур, слід враховувати процеси самовпорядкування, які визначатимуть максимуми  $d$ -залежностей.

У роботі [77] спостерігалися осциляції товщинних залежностей кінетичних коефіцієнтів структур р-PbTe на поліаміді. Зразки для дослідження вирошували з парової фази методом відкритого випаровування у вакуумі на підкладках з поліамідної стрічки типу ПМ-1. Температура випарника під час осадження складала  $T_{\text{в}}=970 \text{ К}$ , а температура підкладок  $T_{\text{п}}=420 \text{ К}$ . Автори припустили, що така їх поведінка обумовлена розмірними ефектами у квантовій ямі (КЯ), утвореній потенціальними бар'єрами на межі поліамідної підкладки і окисного шару на поверхні нанокристалітів р-PbTe.

### Висновки

Проведений огляд основних теоретичних та експериментальних робіт, в яких розглядалися квантово-розмірні ефекти, дав підстави для таких тверджень:

1. Основною моделлю, яка задовільно описує спостережувані осциляційні явища внаслідок квантування енергетичного спектру носіїв є модель потенціальної ями з нескінченною (в переважній більшості робіт) та скінченною [75] висотою бар'єрів.
2. Найкращими матеріалами для дослідження прояву КРЕ є напівметали ( $5 \leq d \leq 400$  нм [10, 29]) та напівпровідники ( $1 \leq d \leq 1500$  нм [75,76]), де КРЕ проявляється в широкому діапазоні товщин. У металах дослідження КРЕ ускладнює наявність малого періоду осциляції  $d_0 \approx 0,25$  нм [60], який вимагає дуже чутливого методу для визначення товщини плівки. Технологічною проблемою для металів є також те, що ультратонкі плівки для прояву КРЕ повинні бути не острівцевими, а суцільними, чого важко досягти за малих товщин.
3. Під час аналізу  $d$ -залежностей термоелектричних параметрів наноструктур у разі прояви КРЕ слід враховувати процеси самовпорядкування, які визначатимуть максимумами  $d$ -залежностей [76]. Тобто перспективним завданням на даний час є пошук можливості досягнення управління процесами росту наноплівки та структур на їх основі.

### Література

1. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич // ДАН СССР. – 1953. – №91. – 795 с.
2. Лифшиц И.М. Об осцилляциях термодинамических величин для вырожденного ферми-газа при низких температурах / И.М. Лифшиц, А.М. Косевич // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1955. – Вып.9. – 395 с.
3. Косевич А.М. Эффект де-Гааза-ван Альфена в тонких слоях металлов / А.М. Косевич, И.М. Лифшиц // ЖЭТФ. – 1955. – Вып.29. – С. 743
4. Лифшиц И.М. Успехи физических наук / И.М. Лифшиц, М.И. Каганов. 1959. – №69. – С. 419; – 1962. – №78. – С. 411; – 1965. – №87. – с. 389.
5. Сандомирський В.Б. К теории квантовых эффектов в электропроводности полупроводниковых пленок / В.Б. Сандомирский // Радиотехника и электроника. – 1962. – №7. – С.1971.
6. Сандомирский В.Б. О зависимости ширины запрещенной зоны в полупроводниковых пленках от их толщины и температуры / В.Б. Сандомирский // ЖЭТФ. – 1962. – С. 2309.
7. Тавгер Б.А. О некоторых эффектах, обусловленных дискретностью энергетического спектра электрона в тонких пленках / Б.А.Тавгер, В.Я.Демиховский // ФТТ. – 1963. – Вып.5(2). – С. 644-648.
8. Огрин Ю.Ф. О наблюдении квантовых размерных эффектов в пленках  $Bi$  / Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон // Письма в ЖЭТФ. – 1966. – №3. – С. 114-118.
9. Луцкий В.Н. О наблюдении квантовых размерных эффектов в пленках висмута методом туннельной спектроскопии / В.Н. Луцкий, Д.Н. Корнеев, М.И Елинсон // Письма в ЖЭТФ. – 1966. – С. 267-270.



10. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках висмута / Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, Р.М. Шефталъ, М.У. Арифова, М.И. Елинсон // Радиотехника и электроника. – 1967. – №12. – С. 748.
11. Тавгер Б.А. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках / Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский // Успехи физических наук. – 1968. – №96(1). – С. 61-86.
12. Сандомирський В.Б. Квантовый эффект размеров в пленке полуметалла В.Б. Сандомирский // ЖЭТФ. – 1967. – №52. – С. 158.
13. Каганов М.И. К теории квантовых размерных эффектов / М.И. Каганов, С.С. Недорезов, А.М. Рустамова // ФТТ. – 1970. – №12. – С. 2277.
14. Иогансен Л.В. О рассеянии электронов проводимости в очень тонких пленках / Л.В. Иогансен // ЖЭТФ. – 1966. – №50. – С. 709.
15. Магарилл Л.И. Квантовый размерный эффект проводимости в тонких полупроводниковых пленках / Л.И. Магарилл, А.А. Романов, В.С. Сардарян // ФТП. – 1969. – №3. – С. 1277.
16. Маргулис В.А. Осцилляции проводимости в пленках / В.А. Маргулис // ФТТ. – 1971. – №13. – С. 1187.
17. Романов А.А. Термо-ЭДС размерно-квантованной полупроводниковой пленки / А.А. Романов // ФТП. – №3. – С. 1859.
18. Романов А.А. Термо-ЭДС тонких полупроводниковых пленок с учетом увлечения электронов фононами / А.А. Романов // ФТП. – 1970. – №4. – С. 904.
19. Блох М.Д. Теплопроводность пленок полуметалла в условиях квантового размерного эффекта / М.Д. Блох // ФТТ. – 1970. – №2. – С. 1999.
20. Кулик И.О. О квантовых размерных эффектах в электропроводности тонких пленок / И.О. Кулик // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – №5(11). – С. 423-425.
21. Cottey A.A. Band theory of the quantum size effect / A.A. Cottey // J. Phys. C.: Solid State Phys. – 1972. – №5. – P. 2591.
22. Cottey A.A. Quantum size effect with arbitrary surface potential / A.A. Cottey // J. Phys. C.: Solid State Phys. – 1973. – №6. – P. 2446.
23. Cottey A.A. Resonant tunneling into a size-quantised metal film/ A.A. Cottey // Phys. status solidi (b). – 1975. – №67. – P. 619.
24. Луцкий В.Н. Об особенностях оптического поглощения металлических пленок в области превращения металла в диэлектрик / В.Н. Луцкий // Письма в ЖЭТФ. – 1965. – №2. – С. 391-395.
25. Рытова Н.С. Кулоновское взаимодействие электронов в тонкой пленке / Н.С. Рытова // ДАН СССР. – 1965. – №163. – С. 1118.
26. Рытова Н.С. Химический потенциал и плотность состояний неидеального электронного газа в легированной тонкой пленке / Н.С. Рытова // ФТТ. – 1966. – №8. – С. 1725.
27. Shik A.Ya. Scattering of carriers by charge centers under conditions of quantum size effect / A.Ya.Shik // Phys. status solidi. – 1969. – №34. – P. b61.
28. Бухштаб Е.И. Переход полуметалл-полупроводник при изменении толщины пленок сплава висмут-сурьма / Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, Ю.В. Никитин // Физика низких температур. – 1982. – №8(5). – С. 513-517.

29. Любченко С.Г. Явища переносу і квантові розмірні ефекти в тонких плівках телериду свинцю та вісмуту та структурах на їх основі: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.10 “Фізика напівпровідників та діелектриків” / Г.С.Любченко. – Харків, 2007. – 20 с.
30. Рыгова Н.С. Резонансное поглощение электромагнитных волн в тонкой пленке / Н.С. Рыгова // ФТТ. – 1966. – №8. – С. 2672.
31. Шик А.Я. Анизотропия высокочастотной проводимости размерно-квантованных пленок / А.Я. Шик // ЖЭТФ. – 1969. – №56. – С. 1737.
32. Шик А.Я. Оптические свойства размерно-квантованных пленок в резонансной области / А.Я. Шик // ФТТ. – 1970. – №12. – С. 67.
33. Алексеевский Н.Е. Зависимость прозрачности пленок алюминия от толщины / Н.Е. Алексеевский, Е.А. Веденеев // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – №6(9). – С. 865-868.
34. Коган В.Г. Поглощение света в тонких пленках при наличии квантового размерного эффекта / В.Г. Коган, В.З. Кресин // ФТТ. – 1969. – №11. – С. 3230.
35. Гогодзе Г.А. К теории размерных осцилляционных эффектов и геометрических резонансов в пленке нормального металла / Г.А. Гогодзе, И.О. Кулик // ФТТ. – 1969. – №11. – С. 2182.
36. Недорезов С.С. Квантовые осцилляции в термодинамике пленок металла в слабых магнитных полях / С.С. Недорезов // ЖЭТФ. – 1969. – №56. – С. 299.
37. Недорезов С.С. Эффект де-Гааза – ван Альфена в пленках металла / С.С. Недорезов // ЖЭТФ. – 1969. – №57. – С. 907.
38. Бутиков Е.И. Квантовый размерный эффект в тонкой пленке полуметалла в магнитном поле / Е.И. Бутиков, А.С. Кондратьев, А.Е. Кучма // Вестн. Ленингр. ун-та. – 1972. – №22. – С. 146.
39. Фесенко Е.П. Гальваномагнитные характеристики размерно-квантованных пленок висмута в поперечно-квантуемом магнитном поле / Е.П. Фесенко, В.Н. Луцкий // ФТТ. – 1970. – №12. – С. 2392.
40. Магарилл Л.И. Проводимость вырожденной размерно-квантованной пленки в квантуемом магнитном поле / Л.И. Магарилл, А.А. Романов // ФТТ. – 1971. – №13. – С. 993.
41. Маргулис В.А. Явления переноса в сильном магнитном поле в условиях эффекта размерного квантования / В.А. Маргулис // ФТП. – 1971. – №5. – С. 662.
42. Романов А.А. Проводимость размерно-квантованной полупроводниковой пленки в квантуемом магнитном поле / А.А. Романов, Л.И. Магарилл, В.С. Сардарян // ФТП. – 1970. – №4. – С. 1262.
43. Рыжий В.И. Квантовые осцилляции электропроводности тонких пленок в магнитном поле / В.И. Рыжий // ФТТ. – 1968. – №10. – С. 2887.
44. Гогодзе Г.А. Осцилляции туннельного тока из тонких металлических слоев / Г.А. Гогодзе, И.О. Кулик // ФТТ. – 1965. – №7. – С. 432.

45. Э.Т. Роговская Влияние размерного квантования на проводимость систем металл-оксид-полупроводник / Э.Т. Роговская // ФТП. 7, с. 1209 (1973).
46. Malone F. The role of defects in the quantum size effect / F. Malone, W.D. Deering // Thin Solid Films. – 1975. – №27. – P. 177.
47. Чаплик А.В. Энергетический спектр и подвижность электрона в тонкой пленке с неидеальной границей / А.В. Чаплик, М.В. Энтин // ЖЭТФ. – 1968. – №55. – С. 990.
48. Чаплик А.В. Поглощение света свободными носителями в тонкой пленке с неидеальной поверхностью / А.В. Чаплик, М.В. Энтин // ЖЭТФ. – 1970. – №59. – С. 857.
49. Баскин Э.М. Локализованные состояния электронов в тонких слоях, обусловленные геометрическими дефектами поверхности / Э.М. Баскин, А.В. Чаплик, М.В. Энтин // ЖЭТФ. – 1972. – №63. – С. 1077.
50. Чаплик А.В. О примесном рассеянии электронов в квантовых пленках / А.В. Чаплик // ЖЭТФ. – 1970. – №59. – С. 2110.
51. In: Semiconductors and Semimetals: Recent Trends in Thermoelectric Materials Research III, ed. / T.M. Tritt M.S. Dresselhaus, Y. M. Lin, T. Koga, et.al., // Academic Press, San Diego, CA. – 2001. – P. 1-121.
52. E Quantum size effects in PbSe quantum wells / .I. Rogacheva, T.V. Tavrina, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, and K.A. Nasedkin, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin // Applied Physics Letters. – 2002. – №80(15). – AP. 2690-2692.
53. Дмитриев А.В. Современные тенденции развития термоэлектрических материалов / А.В. Дмитриев, И.П. Звягин // Успехи физических наук. – 2010. – №180(8). – С. 821-838.
54. Д.А. Пшенай-Северин, Ю.И. Равич // ФТП. – 2004. – №38. – С. 1251.
55. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках / Б.М. Аскеров. – М.: Наука, 1985. – 320 с..
56. Шик А.Я. Мусихин Физика наноразмерных систем / А.Я Шик, Г.Б.Бакуева, С.Ф.Мусихин. – Санкт-Петербург: Наука, 2001. – 160 с..
57. Комник Ю.Ф. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках олова / Ю.Ф.Комник, Е.И.Бухштаб // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – №8. – С. 9-13.
58. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты / Ю.Ф. Комник. – М.: Атомиздат, 1979. – 264 с.
59. Alekseevskii N.E. Dependence of the transparency of aluminium on the thickness / N. E. Alekseevskii, S. I. Vedeneev // ZhETF Pis'ma. – 1967. – №6(9). – P. 865-868.
60. Класичний і топологічний розмірні ефекти в оптичних властивостях тонких плівок золота / М.Л. Дмитрук, О.С. Кондратенко, С.А. Коваленко, І.Б. Мамонтова // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – №7(1). – С. 39-44.
61. Бігун Р.І. Перехід від квантового до класичного переносу заряду в тонких плівках міді / Р.І. Бігун, З.В. Стасюк // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – №6(3). – С. 414-417.

62. Комник Ю.Ф. Наблюдение квантового и классического размерных эффектов в поликристаллических тонких пленках висмута / Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб // ЖЭТФ. – 1968. – №54(1). – С. 63-68.
63. Комник Ю.Ф. Квантовый размерный эффект в тонких пленках висмута с добавлением сурьмы / Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин // ФНТ. – 1975. – №1(2). – С. 243-246.
64. Комник Ю.Ф. Обнаружение квантовых осцилляций проводимости в тонких пленках сурьмы / Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – №6. – С. 536-540.
65. Особенности температурной зависимости сопротивления тонких пленок висмута / Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, В.В. Андриевский // ЖЭТФ. – 1971. – №60(2). – С. 669-687.
66. Комник Ю.Ф. Особенности магнетосопротивления тонких пленок висмута / Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, Е.И. Бухштаб // ФТТ. – 1970. – №12(11). – С. 3266-3269.
67. Луцкий В.Н. Особенности оптических характеристик пленок висмута в условиях квантового размерного эффекта / В.Н. Луцкий, Л.А. Кулик // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – №8. – С. 133-137.
68. Филатов О.Н. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках InSb / О.Н. Филатов, И.А. Карпович // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – №10. – С. 224-226.
69. Термоелектричні властивості тонких плівок PbTe при витримці на повітрі / Д.М. Фреїк, І.К. Юрчишин, В.В. Бачук, Л.Т. Харун та ін. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2010. – №11(3). – С. 598-603.
70. Вплив кисню на профілі електричних параметрів монокристалічних плівок телуриду свинцю / Ю.В. Кланічка, Б.С. Дзундза, Л.Т. Харун, Г.Д. Матеїк // Фізика і хімія твердого тіла. – 2009. – №10(2). – С. 303-306.
71. Effect of oxidation on the thermoelectric properties of PbTe and PbS epitaxial films / E.I. Rogacheva, I.M. Krivulkin, O.N. Nashchekina, A.Yu. Sipatov, and V.V. Volobuev, M.S. Dresselhaus // Applied Physics Letters. – 2001. – №78(12). – P. 1661-1663.
72. Nasedkin Quantum size effects in PbSe quantum wells / E.I. Rogacheva, T.V. Tavrina, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, K.A. // Applied Physics Letters. – 2002. – №80(15). – P. 2690-2692.
73. Effect of thickness on the thermoelectric properties of PbS thin films / E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, Y.O. Vekhov, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin // Thin Solid Films. – 2003. – №423. – P. 115-118.
74. Oscillatory behaviour of the transport properties in PbTe quantum wells / E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin // Institute of Physics Publishing. Nanotechnology. – 2003. – №14. – P. 53-59.
75. Quantum size effects in n-PbTe/ p-SnTe/ n-PbTe heterostructures / E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, A.V. Meriuts, and S.G. Lyubchenko, M. S. Dresselhaus and G. Dresselhaus // Applied Physics Letters. – 2005. – №86. – P. 63-103.

76. Розмірні ефекти термоелектричних параметрів у наноструктурах р-SnTe на слюді / І.К. Юрчишин, І.І. Чав'як, Ю.В. Лисюк, Л.Т. Харун // Фізика і хімія твердого тіла. – 2010. – №11(4). – С. 898-903.
77. Остафійчук Б.К. Квантово-розмірні ефекти і осциляції кінетичних параметрів у напівпровідникових наноструктурах / Б.К. Остафійчук, Д.М. Фреїк, А.П. Шпак // Фізика і хімія твердого тіла. – 2010. – №11(4). – С. 804-814.

*Стаття надійшла до редакційної колегії 23.12.2010 р.*

*Рекомендовано до друку д.ф.-м.н., професором Рувінським М.А.*

## QUANTUM-SIZE EFFECTS IN THIN FILMS AND NANOSTRUCTURES

(review)

**D.M. Freik, L.T. Harun, O.L. Sokolov, I.K. Yurchyshyn,  
V.Yu. Potyak**

*Physical-chemical institute at the Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University;*

*76025, Ivano-Frankivs'k, st. Shevchenko,57; e-mail: freik@pu.if.ua*

*The review on size effects in materials of reduced dimensionality, including: metals, semimetals and semiconductors, is done.*

**Key words:** *quantum-size effects, oscillations, oscillation period, films, nanostructures, infinite and finite barrier height.*