

# ОСЦИЛЯЦІЇ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ У ПЛІВКАХ ПОНИЖЕНОЇ РОЗМІРНОСТІ, ОБУМОВЛЕНІ КВАНТОВО-РОЗМІРНИМ ЕФЕКТОМ

Д.М. Фреїк, Л.Т. Харун, І.К. Юрчишин

Фізико-хімічний інститут

Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника  
вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76025, Україна, LidiaHaroun@ua.fm

Зроблено аналіз результатів дослідження осциляцій електричних параметрів у напівметалічних та напівпровідникових наноструктурах, які мають місце внаслідок розмірного квантування спектру носіїв струму.

## Вступ

Ідея розмірного квантування була запропонована ще в 1937 р. [1]. Теоретичні основи явища квантово-розмірного ефекту (КРЕ) почали закладатись у 1953р. [2] та інтенсивно розвивались протягом наступних десяти років у роботах [3-10].

КРЕ вперше спостережено у 1966 р. на напівметалічних зразках, а саме, на плівках вісмуту Ві [11].

На даний час, дослідження квантово-розмірних ефектів, має не тільки наукове, але й прикладне значення. Зокрема, в останні роки виявили значне зростання термоелектричної добротності  $ZT \approx 8$  ( $Z = S^2 \sigma / \chi$ , де  $S$  – коефіцієнт Зеєбека,  $\sigma$  – питома електропровідність,  $\chi$  – теплопровідність), при розмірному квантуванні спектру носіїв струму в наноструктурах [12]. Останнє зумовило дослідження КРЕ у напівпровідникових сполуках IV VI – перспективних термоелектричних матеріалах для середньої області температур (500-750) К [13].

У цій статті зроблено аналіз результатів дослідження квантово-розмірних ефектів у напівметалічних та напівпровідникових наноструктурах.

## Елементи теорії

При співмірності товщини  $d$  кристала (плівки) з довжиною хвилі де Бройля  $\lambda_D$  елементарних збуджень, може бути реалізований квантовий розмірний ефект. Він обумовлений тим, що поперечний рух квазічастинок є квантований: проекція квазіімпульсу на напрям малого розміру  $d$  може приймати лише дискретний набір значень [14]:

$$|p_z| = \frac{\pi \hbar}{d} n, \quad (1)$$

де  $n=1, 2, 3, \dots$

Це часто використовуване співвідношення справедливе відносно квазічастинок з квадратичним законом дисперсії в прямокутній нескінченно високій потенціальній ямі і в загальному випадку не є точним [15]. При розгляді умов розмірного квантування передбачається, що відбиття від стінок потенціальної ями є дзеркальним. При дзеркальному відбитті зберігаються паралельна складова проекції імпульсу  $p_{\parallel}$  на поверхню кристала і енергія. Нормальні компоненти проекції імпульсу до і після зіткнення (відповідно  $p_{z1}$  і  $p_{z2}$ ) задовольняють рівнянню

$$\varepsilon(p_{\parallel}, p_z) = \varepsilon. \quad (2)$$

Умова квантування набуває вигляду:

$$\Delta p_z = |p_{z1} - p_{z2}| = 2\pi\hbar n/d. \quad (3)$$

Вона справедлива при довільному законі дисперсії і анізотропному енергетичному спектрі. Ліва частина у формулі (3) є хордою ізоенергетичної поверхні  $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon$ , що проходить через точку  $(p_{\parallel}, 0)$  паралельно до осі  $p_z$ . Для поверхні з площиною симетрії, що перпендикулярна до  $p_z$ , співвідношення (3) переходить у (1).

Просторове квантування зумовлює розщеплення енергетичної зони на двовимірні підзони, закон дисперсії для яких  $\varepsilon = \varepsilon_{\parallel}(p_{\parallel})$  визначається умовою квантування (3). Енергія квазічастинки залежить у цьому випадку від “плоского” імпульсу  $p_{\parallel}$  і дискретного квантового числа  $n$ . При квадратичному законі дисперсії:

$$\varepsilon = \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_z d^2} \cdot n^2, \quad (4)$$

де  $m_{\parallel}$  і  $m_z$ , відповідно, паралельна і поперечна складова ефективної маси.

Таким чином, спектр квазічастинки в плівці є квазідискретним – він розбитий на підзони, що перекриваються. Відстань по енергії між станами з найменшою енергією в сусідніх підзонах складає

$$\Delta\varepsilon_{n,n+1} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_z d^2} (2n+1). \quad (5)$$

Мінімальна енергія  $\varepsilon_1$  визначається умовами  $p_{\parallel} = 0$ ,  $n = 1$  і дорівнює

$$\varepsilon_1 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_z d^2}. \quad (6)$$

Відсутність підзони з  $n = 0$  є наслідком принципу невизначеності і пов’язана з локалізацією електрона в плівці, товщина якої мала.

Відомо, що головною причиною появи осциляцій у товщинних залежностях кінетичних, електричних, термодинамічних та інших параметрів, є немонотонний характер залежності густини станів від товщини. Зокрема, густина станів для розмірно-квантованої плівки  $g_{пл}$  з параболічним законом дисперсії має вигляд:

$$g_{пл}(\varepsilon, d) = g_m(\varepsilon) \left[ \frac{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1}} \right] / \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1}, \quad (7)$$

де  $\left[ \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1} \right]$  — ціла частина від  $\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1}$ , тобто число підзон, дно яких лежить нижче заданої енергії  $\varepsilon$ ;  $\varepsilon_1$  — енергія найнижчого рівня у плівці (6), а

$$g_m(\varepsilon) = \frac{m}{\pi\hbar^2 d} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \right)^{1/2} = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \varepsilon^{1/2} \quad (8)$$

— густина станів у масивному зразку,  $m$  — ефективна маса носіїв струму.

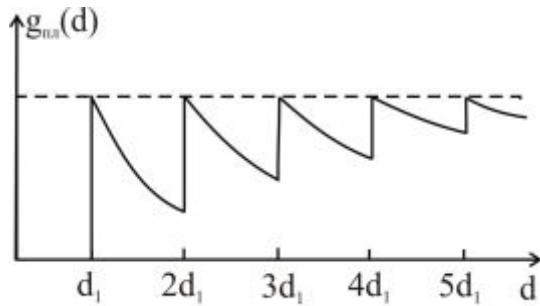
Із формули (7) видно, що при товщинах  $d_n$ , коли  $(\varepsilon/\varepsilon_1)^{1/2}$  дорівнює цілому числу, тобто коли дно якої-небудь підзони співпадає із заданою енергією  $\varepsilon$ , то  $g_{пл}(\varepsilon, d_n) = g_m(\varepsilon)$ . При інших товщинах зі зростанням товщини  $d$ , густина станів  $g_{пл}(d)$  зменшується пропорційно  $1/d$  доти, поки не зміниться на одиницю число підзон, що розміщені нище рівня  $\varepsilon$ . Ця залежність наведена на рис. 1. Значення товщини, при якій густина станів міняється стрибком, визначаються з умови  $(\varepsilon/\varepsilon_1)^{1/2} = n$ , де  $n$  — ціле число. З цієї умови знаходимо:  $\varepsilon/\varepsilon_1 = n^2$ ,  $\varepsilon/(\pi^2\hbar^2/2m_z d^2) = n^2$ , звідси

$$d_n = \left( \pi^2\hbar^2/2m\varepsilon \right)^{1/2} n = d_1 n, \quad (9)$$

де  $n = 1, 2, 3, \dots; d_1 = \pi\hbar/\sqrt{2m\varepsilon}$  – товщина, при якій дно найнищої зони співпадає із заданою енергією  $\varepsilon$ , тобто  $d_1$  визначається з умови  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ . Відмітимо, що при товщинах  $d < d_1$  станів немає (див. рис.1), оскільки ця область товщин відповідає  $\varepsilon < \varepsilon_1$ , тобто  $\varepsilon$  попадає в заборонену область. Із рис.1 видно, що густина станів для розмірно-квантованої плівки  $g_{пл}(d)$  – це періодична функція від товщини. Як уже було сказано вище, товщинні осциляції різних параметрів плівки за умов квантово-розмірного ефекту, пов’язані саме з такою поведінкою густини станів. Період осциляцій легко визначити з формули (9):

$$\Delta d = d_1 = \pi\hbar/\sqrt{2m\varepsilon} = \lambda_D/2 \tag{10}$$

де  $\lambda_D = 2\pi\hbar/(2m\varepsilon)^{1/2} = h/(2m\varepsilon)^{1/2}$ .

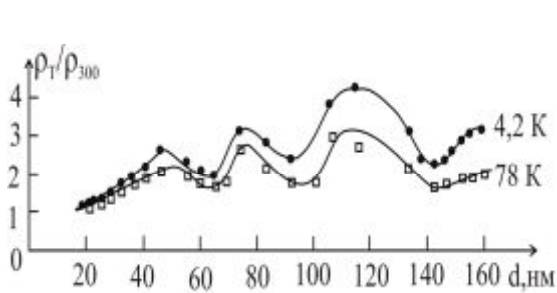


**Рис. 1.** Залежність густини станів від товщини розмірно квантованої плівки при заданій енергії  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = \text{const}$ ). Штриховою лінією показано густина станів масивного зразка [16].

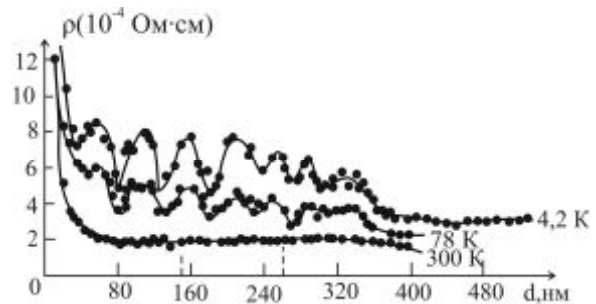
У формулі (10) для розрахунків часто замість  $\varepsilon$  беруть енергію Фермі  $\varepsilon_F$  масивного зразка, а в якості ефективної маси  $m$  – поперечну складову ефективної маси носіїв струму.

### Експериментальні результати Напівметалічні наноструктури

Осциляції електричних параметрів коефіцієнта Холла  $R_H$  та відносного опору  $\rho_T/\rho_{300}$  (рис. 2) спостерігалися в роботі [11] на плівках вісмуту Ві, де було вперше досягнуто такий характер  $d$ -залежностей в умовах КРЕ. Дослідження проводились в інтервалі товщин  $d \approx 20$ -160 нм. Період осциляцій складає  $\Delta d \approx (40 \div 50)$  нм. На основі експериментального періоду  $\Delta d = 40$  нм, за формулою (10) у роботі оцінено ефективну масу носіїв струму  $m = 0,011m_0$ , яка збігається з відомим [17] значенням компоненти ефективної маси, що відповідає тригональній осі.



**Рис. 2.** Залежність відносного опору  $\rho_T/\rho_{300}$  від товщини  $d$  плівок вісмуту Ві за температур 78 і 4,2 К [11].



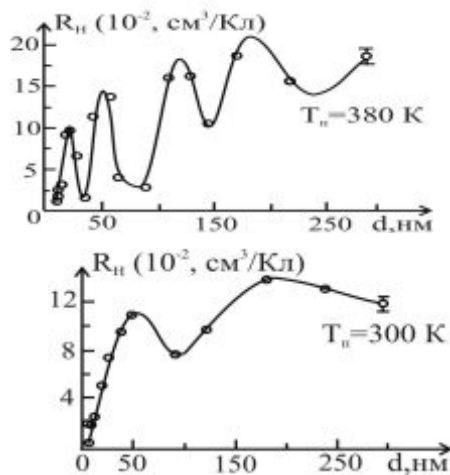
**Рис. 3.** Залежність питомого опору  $\rho$  від товщини плівок вісмуту, що сконденсовані на слюді. Вимірювання виконані на серіях зразків, які приготовлені з кроком по товщині [12].

У роботі [18] проведено дослідження плівок Ві у значно більшому інтервалі товщин ( $d=12-400$  нм), у результаті чого спостерігались до 8 періодів добре виражених осциляцій на  $d$ -залежностях питомого опору  $\rho(d)$  (рис. 3). Як видно з рисунка, амплітуда осциляцій більша за нижчих і майже повністю згладжується при кімнатних температурах вимірювання. Також у статті отримані дані про структурні характеристики плівок вісмуту, що свідчать про високу їх досконалість, що, як відомо, є однією з необхідних умов для реалізації КРЕ.

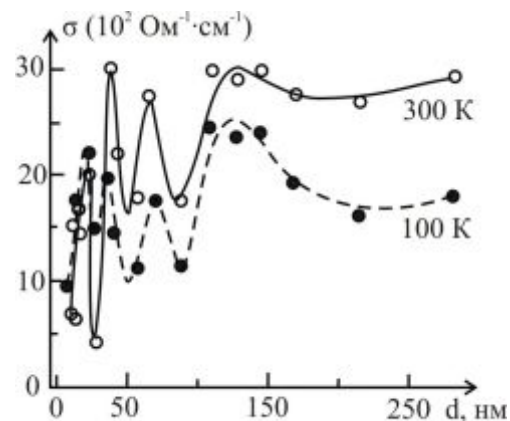
Дослідження в роботі [19] товщинних залежностей електричних параметрів  $R_H$ , та  $\sigma$  плівок вісмуту в інтервалі  $d=4-300$  нм при кімнатній температурі показало, що за температури підкладки  $T_n=380$  К спостерігаються осциляції з періодом  $\Delta d=(30\pm 5)$  нм (рис. 4а), що узгоджується з більшістю літературних даних.

Загальний характер залежностей зберігається і за температури підкладки  $T_n=300$  К, але осциляції проявляються менш чітко (рис. 4б).

Осцилюючий характер залежностей із тим же періодом  $\Delta d$  має місце і за низьких температур (рис. 5), причому відносна зміна провідності у результаті осциляцій, практично не залежить від температури вимірювання. Якщо приймати до уваги тільки монотонну складову кривих  $\sigma(d)$ , то автор відзначила зростання електричної провідності зі збільшенням товщини плівок до  $\sim 200$  нм і вихід на насичення при подальшому зростанні  $d$  (рис. 5).



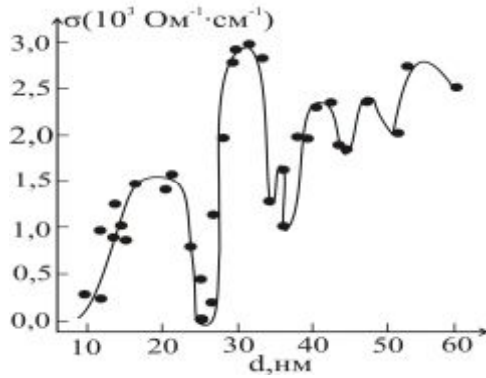
**Рис. 4.** Залежність  $R_H(d)$  для плівок Ві за кімнатної температури, при  $T_n = 380$ К (а),  $T_n = 300$ К (б) [19].



**Рис. 5.** Залежності електропровідності  $\sigma$  від товщини  $d$  тонких плівок Ві при кімнатній температурі і при 100 К (температура підкладки  $T_n = 380$  К) [19].

Факт збереження загального характеру  $d$ -залежностей параметрів плівок, незважаючи на те, що кожний із досліджуваних зразків одержано в окремому експерименті, вказує на добре відтворення результатів та вірогідність закономірностей, що спостерігаються.

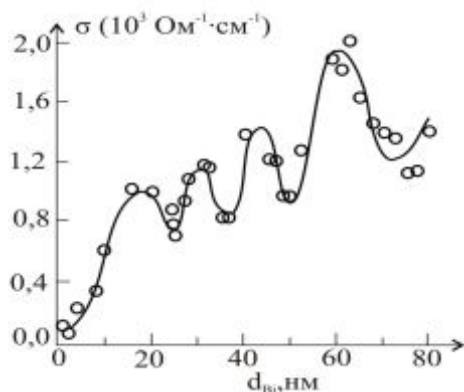
Також у [19] було проведено детальне дослідження товщинних залежностей кінетичних параметрів тонких плівок Ві в інтервалі  $d=7-60$  нм. У межах цих товщин, як відзначає автор, можна виділити дві підобласті з різною залежністю параметрів від товщини:  $d=7-25$  та  $d=25-60$  нм. У першій підобласті залежності мають вигляд кривих із максимумом при  $d \sim 20$  нм, а в другій – осцилюючий характер із періодом осциляцій  $\Delta d=(5\pm 1)$  нм (рис. 6).



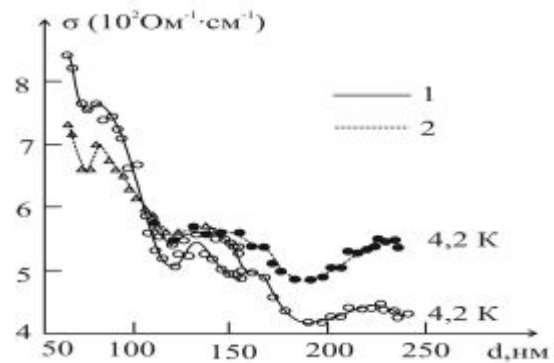
**Рис. 6** Залежність електропровідності  $\sigma$  від товщини  $d$  тонких плівок Ві за кімнатної температури (температура підкладки  $T_{\text{п}} = 380 \text{ K}$ ) [19].

Висловлено припущення, що товщина  $d=(25\pm 5)$  нм відповідає переходу напівметал-напівпровідник (НМНП), розмежовуючи підобласті з напівпровідниковим і напівметалічним характером провідності, і що в області  $d=25-60$  нм має місце прояв розмірного квантування дірок. Теоретична оцінка  $\Delta d$  для діркового газу показує, що це значення наближається до експериментального.

На основі одержаних температурних залежностей  $R_{\text{H}}$  для плівок із товщиною  $d=7-60$  нм [19], автором було проведено теоретичний розрахунок значень ширини забороненої зони  $E_{\text{g}}$  у 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. Також у роботі встановлено осцилюючий характер ( $\Delta d=(15\pm 2)$  нм) залежності електричної провідності  $\sigma$  від товщини  $d$  шару Ві в гетероструктурах слюда/PbTe/Vi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $d_{\text{Vi}}=1-80$  нм,  $d_{\text{PbTe}}=50$  нм) (рис. 7), і слюда/PbTe/Vi (без захисного покриття) ( $\Delta d=(25\pm 2)$  нм), що свідчить про розмірне квантування енергетичного спектру електронів, коли їх рух обмежений у квантовій ямі. Зменшення періоду осциляцій у порівнянні з  $\Delta d$  у плівці Ві ( $\Delta d=(30\pm 5)$  нм) (див. рис. 4а) пояснюється зміною структури і параметрів квантової ями для електронів (ефективної маси носіїв заряду та енергії Фермі). Збільшення періоду у відсутності захисного шару Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> відбувається, як пише автор, внаслідок процесів окиснення. Кисень, проникаючи через тонкий шар Ві при малих товщинах останнього, в результаті акцепторної дії, впливає на властивості шару PbTe, знижуючи концентрацію електронів у ньому, що призводить до зростання  $\Delta d$ . Показано, що в гетероструктурах PbTe/Vi можна досягти вищих значень термоелектричної потужності в порівнянні із плівками Ві.



**Рис. 7.** Залежність електропровідності  $\sigma$  від товщини шару Ві ( $d_{\text{Bi}}$ ) і при кімнатній температурі в гетероструктурах слюда/PbTe/Vi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [19].



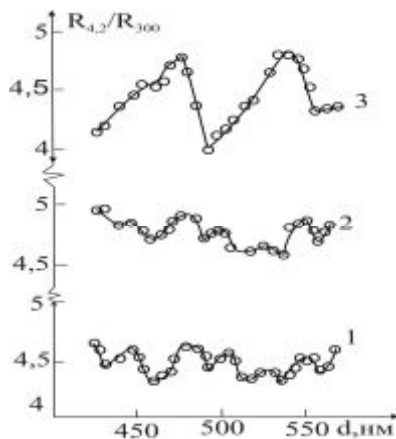
**Рис. 8.** Залежність  $\sigma(d)$  для плівок Ві (температура підкладки  $T_{\text{п}} = 350 \text{ K}$ ): 1 – до відпалу; 2 – після відпалу при  $T=420 \text{ K}$ . Різні позначення експериментальних точок відносяться до різних зразків [20].

У роботі [20] проведено спостереження квантоворозмірного ефекту в тонких полікристалічних плівках вісмуту. Період товщинних осциляцій провідності складає  $\Delta d \sim 40$  нм. За умов прояву КРЕ, автори статті [20] виявили аномальний розмірний ефект у провідності плівок вісмуту (рис. 8), де зі зменшенням товщини провідність плівок зростає.

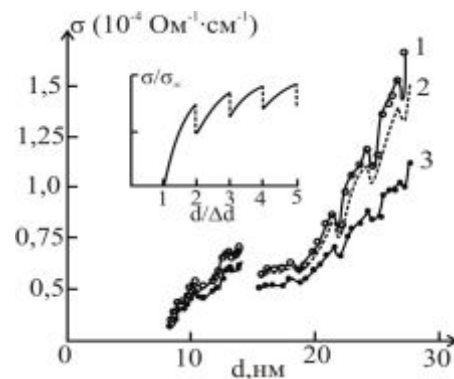
Цю аномальну залежність у провідності пояснено не структурною досконалістю, а ростом часу релаксації для дірок і електронів, при зменшенні товщини плівок. Оскільки зростає час релаксації, то відповідно зростають рухливість і провідність носіїв. Проте, оскільки в роботі не досліджена область малих товщин, автори могли помилитись. Таку думку змушує висловити попереднє дослідження, яке відображене на рис. 6. На основі цього видно, що у плівках Ві не має аномального ефекту у провідності.

Автори [21], на основі дослідження  $d$ -залежності відносного опору плівок чистого вісмуту та сплаву  $\text{Bi}_{0,96}\text{Sb}_{0,04}$  (рис. 9) показали, що осциляції опору в структурно досконалих плівках вісмуту пов'язані саме з параметрами спектру, а не з якими-небудь іншими випадковими причинами. Кількість нанесеної сурми складала  $\sim 4$  ат. % у сплаві. Це відповідає дуже сильному зменшенню перекриття електронної і діркової зон у сплаві вісмут-сурма, порівняно з чистим вісмутом, а саме: більше, ніж у два рази. З рис. 9 видно, що додання сурми зумовило зміну періоду осциляцій від  $\sim 26$  до  $\sim 65$  нм, тобто, більше як у два рази, що повністю узгоджується зі зміною параметрів спектру. Зростання амплітуди автори пояснили тим, що спостережені осциляції відповідають меншим квантовим числам.

У роботі [22] детально вивчено товщинні залежності відносного опору  $R_T/R_{293}$  та провідності  $\sigma$  для плівок сурми, де  $R_T$  – опір при температурі 78 і 4,2 К. На одержаних кривих спостерігаються осциляції з періодом  $\Delta d \sim (25 \div 28)$  нм. У дуже тонких плівках сурми зменшення  $\sigma$  (рис. 10) пов'язано з визначальним впливом погіршення структурних характеристик зразків при зменшенні товщини, про що свідчить згладження і розмиття квантових осциляцій.



**Рис. 9.** Залежність відносного опору  $R_{4,2}/R_{300}$  від товщини  $d$  плівок Ві для зразків чистого вісмуту (1), після нанесення шару сурми (2) і дифузного відпалу (3) [21].

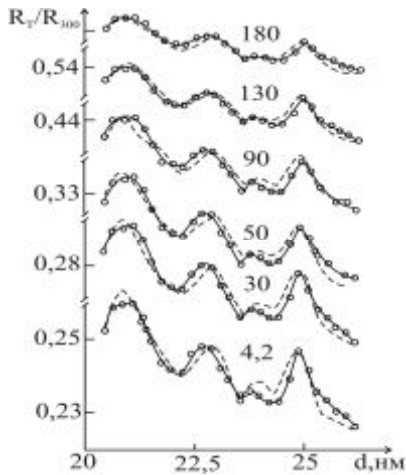


**Рис. 10.** Залежність електропровідності  $\sigma$  від товщини  $d$  плівок сурми Sb за температур: 1 – 4,2 К; 2 – 78 К; 3 – 293К [22].

На рис. 10 (крива 3) бачимо, що осциляції не зникають повністю навіть при кімнатній температурі, у зв'язку з відносно великою (порівняно з енергією теплового руху  $kT$ ) відстанню між енергетичними рівнями поблизу енергії Фермі. З теоретичної кривої, яка зображена на вставці рис. 10, видно, що відносна провідність плівок має стрибок при зростанні товщини зразка на величину, що дорівнює періоду  $\Delta d$  осциляцій, також тут

видно, що провідність плівок  $\sigma_{пл}$  менша за провідність масивних матеріалів  $\sigma_{\infty}$ , і росте зі збільшенням товщини, наближаючись до  $\sigma_{\infty}$ .

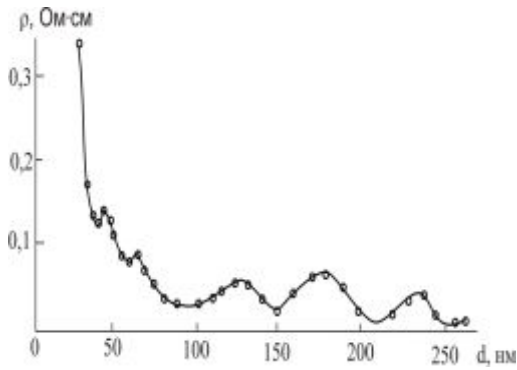
Дослідження температурного затухання амплітуди квантово-розмірних осциляцій у плівках олова Sn зроблено у статті [23]. Проведений аналіз показав, що температурне затухання осциляцій і спостережувані періоди у зразках характеризуються величинами, що добре узгоджуються з параметрами спектру в масивному кристалі. Експериментальні товщинні залежності відносного опору  $R_T/R_{300}$  плівок Sn представлені на рис. 11.



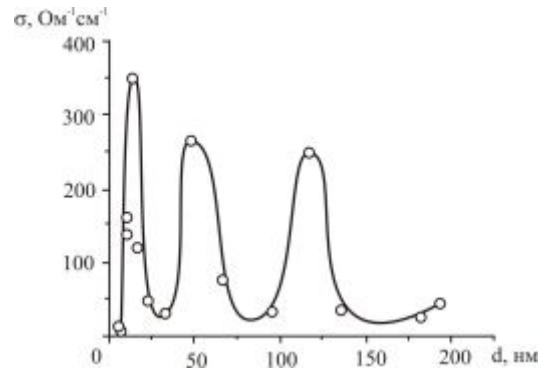
**Рис. 11.** Залежності відносного опору  $R_T/R_{300}$  від товщини  $d$  плівок олова Sn за різної температури вимірювання [23].

### Напівпровідникові наноструктури

У роботі [24], застосовуючи метод зразків змінної товщини, спостерігали квантово-розмірні ефекти в монокристалічних плівках InSb n-типу. Попередньо було показано, що енергетичний спектр електронів у тонких плівках InSb має квазідискретний характер. Внаслідок малої величини густини станів у зоні провідності електронний газ у плівках InSb є вироджений при кімнатній температурі [24], що зумовлює прояв КРЕ. На залежностях коефіцієнта Холла  $R_H$  та питомого опору  $\rho$  від товщини  $d$  плівок InSb мали місце осциляції (рис. 12). Їх період на товстому кінці зразка складав  $\Delta d = 50$  нм. Оцінка ефективної маси носіїв згідно співвідношення (10), де в якості енергії  $\epsilon$  було взято  $\epsilon_F$  – енергію Фермі масивного зразка, дала значення  $m^* \approx 0,01m_0$ , яке добре узгоджується з даними оптичних вимірювань. Як видно з рис. 12, при товщині  $d \leq 30$  нм спостерігається різке зростання  $\rho$ , обумовлене в основному зменшенням концентрації носіїв, що інтерпретовано у роботі, як зняття виродження електронного газу. У роботі [25] досліджено осциляції електричної провідності  $\sigma$  (рис. 13), за умов квантоворозмірного ефекту, у квантових ямах PbSe. Саме підкладка KCl і шар EuS забезпечували квантову яму для носіїв у шарі PbSe. За відомої ефективної маси носіїв заряду в PbSe n-типу ( $m_t^* = 0,04m_0, m_l^* = 0,07m_0$ ) і енергії Фермі ( $\epsilon_F$ ) за рівнянням (10) теоретично оцінений період осциляцій, який дорівнює  $\Delta d_T = 27$  нм і дещо не узгоджується з експериментально визначеним періодом  $\Delta d_e = (35 \pm 3)$  нм. Не чітке співпадіння експериментального і теоретично обчисленого періоду осциляцій автори пояснюють спрощеннями у використаній моделі, а саме: ізотропністю і параболічністю зони провідності, дзеркальним розсіюванням носіїв заряду, ідентичністю та нескінченною висотою стінок квантової ями.

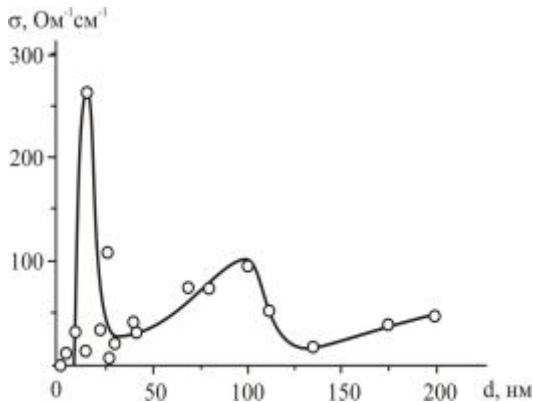


**Рис. 12.** Залежність питомого опору  $\rho$  від товщини  $d$  плівок InSb за кімнатної температури [24].

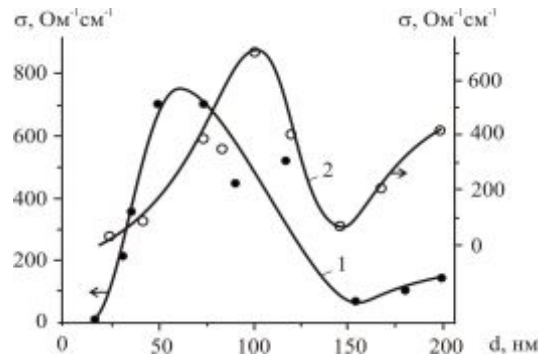


**Рис. 13.** Залежність питомої провідності  $\sigma$  від товщини  $d$  шару PbSe в двошаровій структурі (100)KCl/PbSe/EuS за кімнатної температури. Криві проведені через експериментальні точки [25].

Подібно, як і у [25], квантова яма для плівок PbS ( $d=2-200\text{nm}$ ) реалізована авторами у роботі [26]. Осциляції в  $d$ -залежності електричної провідності  $\sigma$  (рис.14), пояснено появою в тонких шарах квантово-розмірних ефектів. Оцінений період осциляцій  $\Delta d_T = 10-15\text{ nm}$  для концентрації носіїв заряду  $n=(4-8)\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ , відрізняється від даних експерименту  $\Delta d_e \approx 25-30\text{ nm}$ . Крім причин, вказаних вище, автори [26] зазначають, що ця відмінність у періодах пов'язана з тим фактом, що вимірювання здійснювалися при кімнатній температурі. Адже, зазвичай приймається, що осциляції при КРЕ можуть спостерігатися тільки в достатньо низькотемпературному діапазоні. Проте підмічено, що КРЕ може проявлятися навіть, коли ці умови не виконуються, хоча його прояв є не такий чіткий, як при низьких температурах і деякі осциляції, можливо, зникають.



**Рис. 14.** Залежність провідності  $\sigma$  від товщини  $d$  шару PbS у двошаровій структурі (100)KCl/PbS/EuS за кімнатної температури [26].



**Рис. 15.** Залежність провідності  $\sigma$  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/n-PbTe/EuS за кімнатної температури [27]. Стрілки вказують напрямок використання осей.

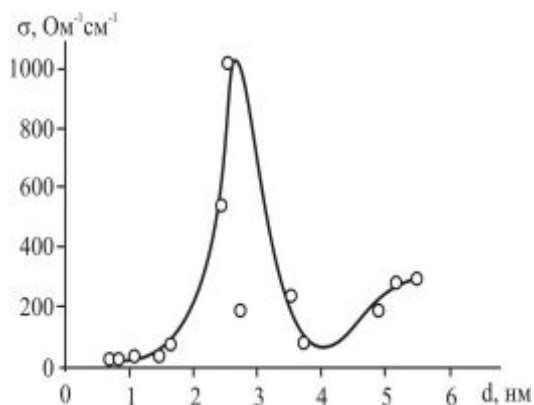
Осциляційна поведінка електричних параметрів, завдяки прояву КРЕ, досліджувалася у квантових ямах PbTe n-типу[27]. Важливим параметром, що визначає характер  $d$ -залежностей є концентрація носіїв струму, яка визначає номер заповненого підрівня і період осциляцій. У зв'язку з цим, автори виконали більш детальне вивчення



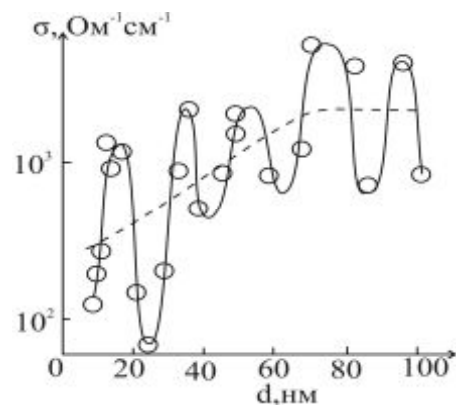
залежностей електричних параметрів для структур KCl/n-PbTe/EuS від товщини  $d$  плівок n-PbTe із різною концентрацією носіїв струму. Було встановлено, що в залежностях  $R_H(d)$  та  $\sigma(d)$  позиції максимумів змінюються, при зміні концентрації носіїв струму (рис. 15).

У роботі [28] реалізована модель квантової ями для шару p-SnTe у гетероструктурі n-PbTe/p-SnTe/n-PbTe. Гетероструктури були вирощені шар за шаром, що дозволило вивчати розмірне квантування при малій товщині, де КРЕ проявляються найчіткіше. При цьому спостерігається чітка немонотонна поведінка провідності  $\sigma$  (рис.16) гетероструктур від ширини квантової ями SnTe ( $d_{\text{SnTe}}=0,5-6$  нм), при сталій товщині бар'єрних шарів PbTe, яку не можна пояснити в межах тришарової сандвіч-моделі. Автори приписують цю поведінку прояву КРЕ для газу дірок у квантовій ямі SnTe, між бар'єрами n-PbTe. Експериментальне значення періоду осциляцій і положення екстремуму точок знаходиться в хорошій відповідності з результатами теоретичних обчислень, зважаючи на обмежену висоту бар'єрів, що підтверджує прояв КРЕ.

У роботі [19] отримані осциляційні залежності електричних параметрів для тонких плівок PbTe на слюді, за умов квантово-розмірного ефекту. Плівки PbTe були приготовлені з шихти n-PbTe з концентрацією електронів  $n \approx 1,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в інтервалі товщин  $d=5-100$  нм із захисним покриттям  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Всі плівки мали електронний тип провідності. На  $d$ -залежностях  $\sigma$  (рис. 17) та  $R_H$  було виявлено осциляції з періодом  $\Delta d \approx (20 \pm 2)$  нм. Природно припустити, як відзначено, що такий характер залежностей є наслідком розмірного квантування енергетичного спектру, що має місце в квантовій ямі PbTe, яка оточена діелектричними бар'єрами (слюда та  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Для такої системи може бути використана модель нескінченно глибокої прямокутної потенціальної ями.

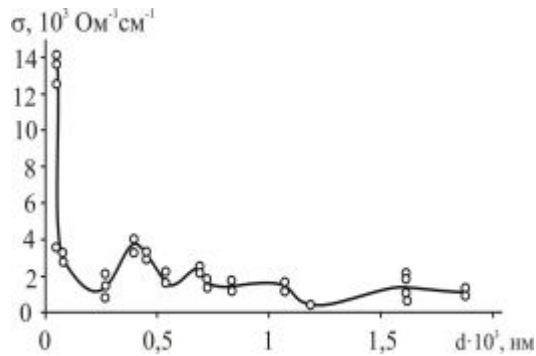


**Рис. 16.** Залежність провідності  $\sigma$  від товщини  $d$  шару p-SnTe у гетероструктурах n-PbTe/p-SnTe/n-PbTe за кімнатної температури [28].

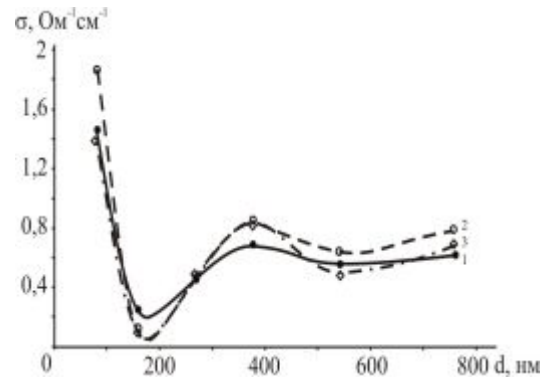


**Рис. 17.** Залежність електропровідності  $\sigma$  від товщини  $d$  плівок PbTe, одержаних із шихти з концентрацією електронів  $n \approx 1,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  [19].

У роботі [29] спостерігалися осциляції на  $d$ -залежностях електропровідності  $\sigma$  та коефіцієнта Холла  $R_H$  наноструктур p-SnTe на слюді, без додаткового захисту їх від окиснення (рис.18). Як стверджують автори, у роботі вдалося реалізувати квантову яму для дірок у шарі p-SnTe, бар'єрами для якої служили з одного боку слюдяна підкладка, а 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. Також у [29] зауважено, що механізми росту конденсату визначають максимуми в  $d$ -залежностях електричних і кінетичних параметрів, що слід враховувати при їх аналізі.



**Рис. 18.** Залежність питомої провідності  $\sigma$  від товщини плівок SnTe у наноструктурі (0001) СТА/p-SnTe при  $T=300$  К [29].



**Рис. 19.** Залежність питомої провідності  $\sigma$  від товщини  $d$  плівок PbTe у наноструктурі ПМ1/p-PbTe при  $T=300$  К для різного часу витримки на повітрі  $t$ : свіжовирощені - 1; 24 год. - 2; 50 год. - 3 [30].

Авторами [30] спостережено осциляції товщинних залежностей електропровідності  $\sigma$  та коефіцієнта Холла  $R_H$  на структурах p-PbTe на поліаміді (рис.19). Зразки для дослідження вирощували з парової фази методом відкритого випаровування у вакуумі на підкладках з поліамідної стрічки типу ПМ-1. Температура випарника під час осадження складала  $T_v=970$  К, а температура підкладок  $T_n=420$  К. Така поведінка осциляцій, як стверджується, обумовлена розмірними ефектами у квантовій ямі, утвореній потенціальними бар'єрами на межі поліамідної підкладки і окисного шару на поверхні нанокристалітів p-PbTe.

## Висновки

Зроблено аналіз виникнення квантоворозмірного ефекту (КРЕ) у структурах пониженої розмірності. Встановлено зв'язок між характером зміни густини станів та осциляціями електричних параметрів. Показано, що для плівок Ві період осциляцій електричних параметрів залежить від температури осадження, а область переходу "напівметал-напівпровідник" (НМНП) реалізується при товщинах  $d=(25\pm 5)$  нм. Для плівок вісмуту Ві, сурми Sb та олова Sn встановлено температурне затухання амплітуди осциляцій за умов КРЕ в діапазоні температур вимірювання:  $4,2\div 300$ К – Ві;  $4,2\div 293$  К – Sb;  $4,2\div 180$  К – Sn. Показано, що для плівок PbTe n- і p-типу розміщення максимумів на товщинних залежностях електричних параметрів визначаються концентрацією основних носіїв струму. Підтверджено можливість реалізації КРЕ у гетероструктурах: n-PbTe/p-SnTe/n-PbTe (модель потенціальної ями зі скінченною висотою бар'єрів); слюда/PbTe/Ві, слюда/PbTe/Ві/ $Al_2O_3$ , KCl/PbSe/EuS, KCl/PbS/EuS, KCl/n-PbTe/EuS, слюда/n-PbTe/ $Al_2O_3$ , СТА/p-SnTe, ПМ1/p-PbTe (модель потенціальної ями з нескінченно високими стінками).

## Література

1. Frölich H. Die spezifische Wärme der Elektronen kleiner metallteilchen bei tiefen Temperaturen // Physica. – 1937. – V. 4. – P. 406.
2. Лифшиц И.М., Косевич А.М. // ДАН СССР. – 1953. – Т. 91. – С. 795.
3. Лифшиц И.М., Косевич А.М. Об осцилляциях термодинамических величин для вырожденного ферми-газа при низких температурах // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1955. – Т. 19, № 4. – С. 395–403.
4. Косевич А.М., Лифшиц И.М. // ЖЭТФ. – 1955. – Т. 29. – С. 743.

5. Лифшиц И.М., Каганов М.И. Некоторые вопросы электронной теории металлов // УФН. – 1959. – Т. 69, № 3. – С. 419–458.
6. Лифшиц И.М., Каганов М.И. Некоторые вопросы электронной теории металлов // УФН. – 1962. – Т. 78, № 3. – С. 411–461.
7. Лифшиц И.М., Каганов М.И. Некоторые вопросы электронной теории металлов // УФН. – 1965. – Т. 87, № 3. – С. 389–469.
8. Тавгер Б.А., Демиховский В.Я. О некоторых эффектах, обусловленных дискретностью энергетического спектра электрона в тонких пленках // ФТТ. – 1963. – Т. 5, № 2. – С. 644–648.
9. Сандомирский В.Б. // Радиотехника и электроника. – 1962. – Т. 7. – С. 1971.
10. Сандомирский В.Б. // ЖЭТФ. – 1962. – Т. 43. – С. 2309.
11. Огрин Ю.Ф., Луцкий В.Н., Елинсон М.И. О наблюдении квантовых размерных эффектов в тонких пленках висмута // Письма в ЖЭТФ. – 1966. – Т. 3, № 3. – С. 114–118.
12. Lin Yu-Ming, Dresselhaus M.S. Thermoelectric properties of superlattice nanowires // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68 – P. 075304–075318.
13. Harman T.C., Walsh M.P., LaForge B.E., Turner G.W. // J. Electron. Mater. – 2005. – V. 34. – L19.
14. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты – Москва: Атомиздат, 1979. – 264 с.
15. Недорезов С.С. О поверхностных эффектах в термодинамике электронов проводимости // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 51. – С. 868.
16. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках – Москва: Наука, 1985. – 320 с.
17. Cohen M.H. Energy bands in the bismuth structure. I.A. nonellipsoidal model for electrons in Bi // Phys. Rev. – 1961. – V. 121. – P. 387.
18. Огрин Ю.Ф., Луцкий В.Н., Шефталъ Р.М., Арифова М.У., Елинсон М.И. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках висмута // Радиотехника и электроника. – 1967. – Т. 12. – С. 748.
19. Любченко С.Г. Явища переносу і квантові розмірні ефекти в тонких плівках телуриду 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”. – Харків, 2007. – 20 с.
20. Комник Ю.Ф., Бухштаб Е.И. Наблюдение квантового и классического размерных эффектов в поликристаллических тонких пленках висмута // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 54, №1. – С. 63–68.
21. Комник Ю.Ф., Бухштаб Е.И., Никитин Ю.В. Квантовый размерный эффект в тонких пленках висмута с добавлением сурьмы // ФНТ. – 1975. – Т. 1, № 2. – С. 243–246.
22. Комник Ю.Ф., Бухштаб Е.И. Обнаружение квантовых осцилляций проводимости в тонких пленках сурьмы // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6. – С. 536–540.
23. Комник Ю.Ф., Бухштаб Е.И., Никитин Ю.В., Сулковский Ч. Температурная зависимость амплитуды квантовых осцилляций сопротивления тонких пленок олова // ФТТ. – 1972. – Т. 14. – С. 641.
24. Филатов О.Н., Карпович И.А. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках InSb // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10. – С. 224–226.
25. Rogacheva E.I., Tavrina T.V., Nashchekina O.N., Grigorov S.N., Nasedkin K.A. Quantum size effects in PbSe quantum wells // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80, N 15. – P. 2690–2692.
26. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Vekhov Y.O., Dresselhaus M.S., Cronin S.B. Effect of thickness on the thermoelectric properties of PbS thin films // Thin Solid Films. – 2003. – N 423. – P. 115–118.

27. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Grigorov S.N., Dresselhaus M.S., Cronin S.B. Oscillatory behaviour of the transport properties in PbTe quantum wells // *Nanotechnology*. – 2003. – V. 14. – P. 53–59.
28. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Meriuts A.V., Lyubchenko S.G., Dresselhaus M.S. Dresselhaus G. Quantum size effects in n-PbTe/ p-SnTe/ n-PbTe heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 86, N 6. – P. 063103–063109.
29. Юрчишин І.К., Чав'як І.І., Лисюк Ю.В., Харун Л.Т. Розмірні ефекти термоелектричних параметрів у наноструктурах p-SnTe на слюді // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2010. – Т. 11, № 4. – С. 898–903.
30. Остафійчук Б.К., Фреїк Д.М., Шпак А.П. Квантово-розмірні ефекти і осциляції кінетичних параметрів у напівпровідникових наноструктурах // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2010. – Т. 11, № 4. – С. 804–814.

**ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ПЛЕНКАХ ПОНИЖЕННОЙ  
РАЗМЕРНОСТИ, ПРЕДОПРЕДЕЛЕННЫЕ  
КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫМ ЭФФЕКТОМ**

**Д.М. Фреик, Л.Т. Харун, И.К. Ючишин**

*Физико-химический институт*

*Прикарпатского национального университета имени Василия Стефаника  
ул. Шевченко 57, Ивано-Франковск, 76025, Украина, LidiaHaroun@ua.fm*

*Проанализированы результаты исследования осцилляций электрических параметров в полуметаллических и полупроводниковых наноструктурах, которые имеют место вследствие размерного квантования спектра носителей тока.*

**THE OSCILLATIONS OF THE ELECTRICAL PARAMETERS IN FILMS OF  
REDUCED DIMENSION CAUSED BY QUANTUM SIZE EFFECT**

**D.M. Freik, L.T. Kharun, I.K. Yurchyshyn**

*Physical-Chemical Institute,*

*Carpathian National University named after Vasil Stefanik  
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine, LidiaHaroun@ua.fm*

*Results of the study of oscillations of electrical parameters in semi-metallic and semiconductor nanostructures which take place due to the size quantization spectrum of the carriers have been analyzed.*