Міністерство освіти і науки україни

державний вищий навчальний заклад

«ужгородський національний університет»

факультет романо-германської філології

кафедра англійської мови та літератури

реферат

з прочитаної літератури на англійській мові з фаху

на тему: «**Експериментальні методи вивчення електронної структури шаруватих напівпровідників**»

Аспірант кафедри

Науковий керівник:

Доктор фізико-математичних наук,

професор

Ужгород 2011

**Зміст**

Вступ

. Рентгенівська і ультрафіолетова фотоелектронна спектроскопія

. Фотоемісійна спектроскопія з кутовим розділенням

. Спектроскопія оберненої фотоемісії (IPES)

. Рентгенівська емісійна спектроскопія (XES)

. Рентгенівська абсорбційна спектроскопія (РАС або XAFS)

. Оптична спектроскопія

. Спектроскопія повного струму шаруватих кристалів при електронному збудженні

. Вторинна електронна емісія

Висновок

Література

**Вступ**

Електронна зонна структура *E*(**k**) є фундаментальною характеристикою, що визначає більшість фізичних властивостей твердих тіл (наприклад, явища переносу, оптичні й фотоемісійні (ФЕ) властивості). Зонна структура (а саме електронні стани в околиці рівня Фермі *EF*) також є одним з головних факторів, що визначають функціонування приладів твердотільної електроніки. При цьому важливо не тільки розташування електронних станів по енергії (зумовлююче, наприклад, ширину забороненої зони), але й розташування цих станів в **k-**просторі. Традиційними методами дослідження незаповнених високо лежачих станів є спектроскопія поглинання рентгенівських променів (XAS) [1], спектроскопія рентгенівських випромінювальних переходів (BIS) [1,2], спектроскопія характеристичних втрат енергії електронів внутрішніх оболонок (EELS) [1,3], обернена ФЕ-спектроскопія (IPES) [1,4,5], спектроскопія дифракції низько енергетичних електронів (ДНЕ*-*VLEED) [6,7], низько енергетична повторно-електронна емісійна спектроскопія (SEES) [8,9], рентгенівські емісійні спектри (XES) [10], низько енергетична спектроскопія повного струму (ПТ) - TCS [5,11,12] і її різновид - спектроскопія проходження низько енергетичних електронів (ПНЕ) - LEET [13-15]. Останні два методи, відрізняючись високою поверхневою чутливістю й відсутністю руйнуючого впливу на досліджуваний зразок, поряд із застосуванням для аналізу елементарних порушень і приповерхневих станів у цей час використовуються для контролю чистоти поверхні в процесі очищення від домішок, визначення роботи виходу і т.д. Слід зазначити й те, що експериментальна простота цих двох методів дозволяє застосувати їх для контролю параметрів *E*(**k**) безпосередньо в процесі виробництва напівпровідникових приладів. Хоча вимірювані при цьому високо лежачі стани безпосередньо не ставляться до станів поблизу *EF*, зміни цих станів взаємозалежні.

**1. Рентгенівська і ультрафіолетова фотоелектронна спектроскопія**

Рентгенівська і ультрафіолетова фотоелектронна спектроскопія базуються на аналізі розподілу за енергією фотоелектронів, які випромінюють атоми речовини при опроміненні її монохроматичним рентгенівським або ультрафіолетовим випромінюванням [16]. Під дією падаючого на кристал рентгенівського або ультрафіолетового випромінювання електрони збуджуються із валентних станів у зони провідності і далі після ряду складних процесів покидають зразок і реєструються у надвисокому вакуумі. Спектр цих фотоелектронів залежить від густини електронних станів валентних зон і зон провідності, їх симетрії, ймовірності переходів між зонами, точки переходу в зоні Бріллюена.

В основі фотоелектронної спектроскопії лежить явище зовнішнього фотоефекту. У цьому сенсі цей метод не пов'язаний з явищем вторинної електронної емісії, оскільки електрони в цьому випадку випускаються поверхнею твердого тіла при опроміненні її фотонами. У фотоелектронній спектроскопії може бути використаний будь-який фотон, енергія якого перевищує роботу виходу електрона (*ћ* > **). На практиці, практично уся фотоелектронна спектроскопія охоплювала дві порівняно вузькі області енергії. Перша область забезпечується наявністю газорозрядних джерел на основі інертних газів. Для гелію, наприклад, дві основні лінії відповідають фотонам з енергіями 21,2 і 40,8 эВ, що лежать в ультрафіолетовій області спектру. Фотоелектронна спектроскопія, що використовує ці джерела називається *ультрафіолетовою фотоелектронною спектроскопією* (*УФЭС*). У УФЭС енергії фотона недостатньо, щоб вирвати електрон з основного рівня, тому цей метод придатний для вивчення валентних рівнів [1].

Інше широко поширене джерело фотонів відноситься до області рентгенівського випромінювання. Найчастіше джерелами фотонів служать *K* лінії алюмінію (1486,6 эВ) і магнію (1253,6 эВ|). Це область рентгенівського випромінювання, тому фотоелектронна спектроскопія, що використовує ці джерела, називається *рентгенівською фотоелектронною спектроскопією* (*РФЭС*). Досить вузькі спектральні лінії фотоелектронів, положення яких дуже чутливе до хімічного стану елементів на поверхні, робить цей метод дуже зручним для хімічного аналізу. Первинна назва методу рентгенівської фотоелектронної спектроскопії, історія розвитку якого налічує декілька десятиліть, підкреслює цю його особливість - *електронна спектроскопія для хімічного аналізу* (*ЭСХА*).

Останнім часом усе більш широке застосування в якості джерел фотонів безперервного спектру у фотоелектронній спектроскопії знаходить синхротронне випромінювання прискорювачів заряджених часток. Ці джерела дають спектр від м'якого ультрафіолету до жорсткого рентгенівського випромінювання.

Відповідно до рівняння фотоефекту



де  - енергія фотона, *Екiн* - кінетична енергія фотоелектрона, *EB* - енергія зв'язку електрона в зразку. При вивченні твердих тіл енергія зв'язку відлічується від рівня Ферми.

Енергія зв'язку електрона в зразку, вимірюється відносно рівня Фермі Ef. Кінетична енергія фотоелектрона в зразку вимірюється за допомогою спектрометра.

Оскільки зразок і спектрометр знаходяться в електричному контакті, між електронами цих металів встановлюється термодинамічна рівновага, в результаті якої їх рівні Ферми вирівнюються.

Енергія фотонів відома, кінетична енергія фотоелектрона реєструється за допомогою спектрометра, а робота виходу спектрометра легко визначається за допомогою калібрувальних експериментів.

Дуже важливим у фотоемісійних дослідженнях є стан поверхні досліджуваних кристалів, оскільки товщина аналізованого приповерхневого шару досить мала. У спектроскопії, зв’язаній з випромінюванням фотонів, вона визначається оберненим коефіцієнтом поглинання цих фотонів і, як правило, складає ~ 200 Å і більше. У випадку, якщо випромінюються електрони, то товщина аналізованого шару рівна глибині виходу цих електронів, яка залежить від їх енергії. В інтервалі енергій 50 - 100 еВ глибина виходу електронів може складати всього 5 Å [16]. Тому, при таких малих значеннях глибини виходу, для одержання достовірної інформації із даних вимірювань фотоелектронних спектрів, необхідна надчиста поверхня.

**. Фотоемісійна спектроскопія з кутовим розділенням**

Експериментально дисперсію енергетичних зон вивчають шляхом дослідження фотоелектронної спектроскопія з кутовим розділенням [17]. Вимірюють кінетичну енергію електронів *Е,* фотоемітованих у вакуум під різними кутами до поверхні, визначаючи полярний кут q як кут між траєкторією електрона й зовнішньою нормаллю до зразка, а азимутальний кут j, як кут повороту навколо цієї нормалі. Направляючи вісь *z* перпендикулярно поверхні кристала, можна зв'язати компоненти хвильового вектора електрона у вакуумі

,

,



і в кристалі *kх, ky, kz,* причому вважають, що перелом електронної хвилі при перетинанні границі кристала відбувається таким чином, що *kх* і *kу* зберігаються з точністю до вектора зворотної гратки. Експериментально певна залежність енергії початкового стану



від хвильового вектора



характеризує дисперсію (*ħw* - енергія падаючого фотона, *Е* - кінетична енергія електрона, що вилетів*,* W - внутрішній потенціал). Дисперсію зон уздовж напрямку *kz* (у випадку кристала гексагональної симетрії напрямок *Г* - *D* - А-зони Брілюена) вивчають незалежно, розглядаючи спектр енергії електронів, що вилетіли нормально до поверхні, як функцію енергії падаючих фотонів. У якості джерела монохроматичного випромінювання використовують, як правило, накопичувальне кільце синхротрона. Будь-яка зміна енергії відповідного піка, зареєстрована при зміні енергії фотона, вважається утвореною дисперсією зони уздовж *kz-*напрямку. Описаним способом вивчалася енергетична структура зон графіту й РbI2 [18].

**. Спектроскопія оберненої фотоемісії (IPES)**

Даний метод вивчає вакантні електронні стани [1,4,5]. Методика експерименту полягає в тому, що зразок опромінюють монохроматичним пучком вільних електронів. Ці електрони, непружно розсіюючись на вакантних електронних станах, локалізованих у приповерхневих шарах речовини, випускають гальмове випромінювання, енергія якого дорівнює різниці енергій збудливого випромінювання й енергії вакантного стану, з яким взаємодіє електрон, а інтенсивність пропорційна щільності вакантних станів при даній енергії.



Вивчення фотоелектронних спектрів валентної смуги й спектрів оберненої фотоемісії подає інформацію про щільність і природу зайнятих і вакантних електронних станів.

**. Рентгенівська емісійна спектроскопія (XES)**

спектри утворюються при електронних переходах з остовних або валентних рівнів на більш низьку по енергії остовну вакансію, попередньо утворену збудливим рентгенівським випромінюванням. У ході експерименту вимірюють інтенсивність і енергію випромінюваних при цих процесах рентгенівських квантів. Емісійні спектри, які утворюються при переходах з однієї остовної орбіталі на іншу, несуть інформацію про зарядовий стан атома. Енергетичне положення піків рентгенівських емісійних спектрів внутрішніх рівнів сприймає стан інших атомів тільки за участі валентної оболонки досліджуваного атома й несприйнятливе до потенціалів Маделунга. Цю же інформацію можна отримати й з аналізу сателітної структури цих спектрів [10].

**5. Рентгенівська абсорбційна спектроскопія (РАС або XAFS)**

Даний метод є самим інформативним методом вивчення вакантних електронних станів. Вони утворюються при непружньому розсіюванні збудливого рентгенівського випромінювання на поглинаючому атомі й несуть інформацію про парціальні густини вакантних електронних станів як до, так і за порогом іонізації згідно з дипольними правилами відбору. У ході експерименту вимірюють інтенсивність рентгенівського поглинання залежно від енергії збудливого випромінювання. З аналізу цих спектрів одержують як структурну інформацію, аналізуючи енергетичне положення резонансів форми, так і інформацію про електронну структуру, аналізуючи допорогову й близьку тонку структуру спектрів, на формування яких впливають як одноелектронні, так і багатоелектронні механізми [19].

Важливими методами дослідження електронної й атомної будови кристалічних і склоподібних напівпровідників є методи рентгенівської абсорбційної спектроскопії. Протяжна тонка структура (EXAFS) дає відомості про геометрію близького оточення поглинаючих атомів. Припорогова структура (XANES) дає додаткові відомості про цю геометрію [20], а також дані про електронну будову вільних станів у смузі провідності поблизу поверхні Фермі. Оскільки механізми, що формують XANES, складніше механізмів, що впливають на EXAFS, для інтерпретації Xanes-стекол важливо знати механізми, що визначають цю структуру у відповідних об'ємних кристалах.

В останнє десятиліття успішно розвивається група методик, що дозволяють одержувати структурну інформацію з аналізу форми спектрів рентгенівського поглинання. Під спектром рентгенівського поглинання розуміється залежність коефіцієнта поглинання рентгенівського випромінювання в досліджуваному зразку від довжини хвилі падаючого випромінювання.) Найпоширеніший різновид такого методу - Exafs-спектроскопія [21]. Її суть полягає в аналізі протяжної тонкої структури рентгенівського поглинання.

Останнім часом потужним методом вивчення електронної підсистеми й локальної структури твердих тіл стало дослідження близької тонкої структури рентгенівського поглинання (міжнародний термін -X-ray Absorption Near Edge Structure, XANES). Незважаючи на унікальність інформації, яка отримується з припорогової структури спектрів поглинання, широке застосування методу XANES дотепер стримувалося великою складністю опису фізичних процесів [22], що приводять до формування цієї структури, і високих вимог, пропонованих до роздільної здатності експериментального устаткування. Для реєстрації рентгенівських спектрів поглинання використовується комплекс апаратури, близький до застосовуваного в Exafs-спектроскопії (див. рис. 2 в). Однак до роздільної здатності експериментальних установок, використовуваних для одержання спектрів XANES, пред'являються значно більш високі вимоги, ніж при виконанні Exafs-досліджень. Це пов'язане з тим, що важлива структурна інформація може бути отримана з незначної зміни енергетичного положення (*Е* < 0.2 еВ), відносної інтенсивності або розщеплення піків XANES, які мають значно меншу, в порівнянні із протяжними деталями Exafs-спектрів, ширину.

Незважаючи на труднощі інтерпретації, тонка припорогова структура спектрів поглинання XANES є дуже чутливою як до електронного стану поглинаючого атома, так і до його локального оточення. Тому все більше число дослідників починають застосовувати метод XANES для одержання даних про електронну й кристалічну будову речовини.

Успіхи, досягнуті за допомогою Exafs-спектроскопії, дуже вплинули на розвиток теорії XANES. Однак дослідження показують, що інтерпретація області рентгенівського поглинання, близької до краю, неможлива на основі наближення однократного розсіювання, використовуваного в області EXAFS (рис. 2). Було показано, що в близькій до краю поглинання області спектра (область XANES на рис. 2) фотоелектрон, що вилітає з атома, що поглинув квант рентгенівського випромінювання, може багаторазово відбитися від навколишніх атомів. Пояснення процесів однократного й багаторазового розсіювання фотоелектрона дається на рис. 2, *в.* Фотоелектрон, що вилітає з поглинаючого атома А, може, однократно розсіявшись на атомах оточення В або С, повернутися до атома А (Exafs-режим) або випробувати багаторазове розсіювання (зокрема, на рисунку показане дворазове розсіювання на послідовності атомів В - С) і повернутися на атом А (режим XANES).



Рис. 2. Зіставлення двох областей рентгенівського поглинання: близька тонка структура (XANES) і далека тонка структура (EXAFS): *а* - повний спектр поглинання; *б* - якісна залежність середньої довжини вільного пробігу фотоелектрона від його енергії у твердому тілі; *в* - два режими розсіювання фотоелектрона: одно- і багаторазовий (у конкретному випадку дворазовий).

У цей час не існує точного визначення границь областей, у яких на формування спектра поглинання переважний вплив виявляють процеси багато- або однократного розсіювання фотоелектронної хвилі. Ґрунтуючись на аналізі експериментальних даних, вдалося встановити, що XANES займає енергетичний інтервал приблизно до 50 еВ вище краю поглинання, а Exafs-область - відповідно від 50 і аж до 1000 еВ за краєм (при більших значеннях енергії в EXAFS починають проявлятися процеси багаторазового розсіювання). Такий поділ спектра є значною мірою умовним, і в дійсності передбачається існування деякої перехідної області. Енергетичне положення границі XANES-EXAFS у рентгенівських спектрах поглинання може суттєво змінюватися при переході від одного типу кристалічної структури до іншого й навіть для різних сполук з однаковою кристалічною решіткою. У чому ж причина різної поведінки фотоелектронів з низькою й високою енергією. Це пов'язане з тим, що середня довжина вільного пробігу фотоелектрона у твердому тілі суттєво залежить від енергії і, як показано на рис. 2, *б*, в області низьких енергій має більше значення, що дозволяє фотоелектрону пройти більшу відстань у речовині й розсіятися кілька раз. У той час як фотоелектрони високої енергії можуть пройти в речовині лише невелику відстань, достатню тільки для однократного розсіювання.

Більша довжина вільного пробігу фотоелектрона, відповідна до інтервалу XANES, дозволяє залучати в процес розсіювання велику кількість атомів оточення, що перебувають на значних відстанях від поглинаючого. У режимі багаторазового розсіювання результуюча інтерференційна картина буде складатися з первинної електронної хвилі й декількох вторинних, багаторазово відбитих від сусідніх атомів. На відміну від випадку однократного розсіювання в режимі EXAFS зміна симетрії оточення навіть без зміни відстані між поглинаючим атомом і його сусідами буде приводити до зміни спектра XANES (див. рис. 2), у той час як Exafs-спектр двох модельних структур на рис. 2 буде однаковий (через однократність розсіювання Exafs-спектр залежить тільки від відстані до сусідніх атомів і не залежить від кутового розподілу). Таким чином, аналізуючи структуру спектрів XANES, можна не тільки визначати відстані до сусідніх атомів у кристалічній решітці, але й вивчати симетрію розподілу сусідніх атомів, тобто повну геометричну структуру досліджуваної речовини.

Як було показано вище, переваги аналізу близької тонкої структури рентгенівського поглинання (XANES) є наслідком багаторазового розсіювання фотоелектрона в даній області спектра, однак це приводить до значного ускладнення теорії процесу й для надійної інтерпретації результатів експерименту доводиться проводити складні розрахунки, використовуючи найсучасніші комп'ютери.

Зараз можна вважати остаточно встановленим, що головні особливості як далекої, так і близької (припорогової) тонкої структури рентгенівського спектра поглинання зумовлені процесами пружного розсіювання фотоелектронної хвилі в складному потенціальному рельєфі близького оточення поглинаючого атома в молекулі або твердому тілі.

**6. Оптична спектроскопія**

Оптичні спектри формуються електронними переходами між заповненими й вакантними електронними станами під дією електромагнітного випромінювання в оптичному діапазоні довжин хвиль і пов'язані з комбінованою густиною станів валентної зони й зони провідності.

Корисно зрівняти дані, отримані методом ARPES, з даними, отриманими оптичною спектроскопією й спектроскопією енергетичних втрат електронів (EELS).

У роботі [2] повідомляється про вимірювання спектрів EELS з кутовим розширенням. В області малих кутових векторів *q* ® 0 метод EELS визначає ті ж порушення, що й оптична спектроскопія. При *q* № 0 вимірюється уявна частина зворотної діелектричної проникності (*di*/*dW* ~ *q*-2Im[-1/e(*q*, *w*)]), тому метод AREELS при *q* № 0 дозволяє досліджувати дисперсію порушень, у тому числі заборонених переходів.

Ширина забороненої зони (*Eg*) за допомогою даного методу для зразків визначається з досліджень довгохвильового краю оптичного поглинання. Залежність коефіцієнта оптичного поглинання a від енергії фотонів *hn* апроксимується відомим виразом для прямих міжзонних переходів



де *a*0 - параметр, що не залежить від *hn*. Залежність *a*2(*hn*) являється лінійною згідно з попереднім виразом у межах 6 порядків величини, і екстраполяція її до перетинання з віссю енергії дозволила визначити значення *Eg*, які добре корелюють із відомими літературними даними.

**7. Спектроскопія повного струму шаруватих кристалів при електронному збудженні**

електрон спектроскопія напівпровідник емісія

Спектроскопія повного струму (СПС) [24] - інтегральний метод повторно-емісійної спектроскопії <http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BF%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D1%81%D0%BA%D0%BE%D0%BF%D0%B8%D1%8F>, заснований на вимірі повного (або інтегрального) струму вторинних електронів залежно від енергії первинних електронів <http://ru.wikipedia.org/w/index.php?title=%D0%9F%D0%B5%D1%80%D0%B2%D0%B8%D1%87%D0%BD%D1%8B%D0%B9\_%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD&action=edit&redlink=1>. Спектроскопія повного струму відноситься до низькоенергетичних методів повторно-емісійної спектроскопії (енергія падаючих електронів міняється в межі від 0 до 30 еВ).

У спектроскопії повного струму вимірюється залежність струму в ланцюзі зразка від енергії падаючих електронів при підтримці постійного струму первинних електронів. Експериментально в методі СПС виміряються перша похідна від струму в ланцюзі зразка по енергії падаючих електронів <http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD>.

Спектроскопія повного струму (СПС) дозволяє вивчати структуру щільності незаповнених електронних станів твердого тіла. У режимі СПС паралельний пучок електронів із заданою фіксованою енергією направляється на поверхню зразка й реєструється струм у ланцюзі зразка як функція від енергії падаючих електронів [1]. Енергія зондувального пучка варіюється в діапазоні 0-30 еВ, а інтенсивність досягає 10-6 А/см2. Для виявлення тонкої структури реєструється перша похідна *S(E)=di(E)/de* від струму по енергії з використанням модуляції енергії падаючих електронів і фазового детектора для здійснення диференціювання.

У методі спектроскопії повного струму записується струм електронів, що проходять у ланцюзі зразка, при опроміненні його поверхні незмінним по величині потоком первинних електронів, енергія яких рівномірно змінюється від 0 до 30 еВ. Спектр повного струму ідентичний спектру відбиття електронів у зворотну півсферу за умови незмінності первинного струму й повного збору всіх вихідних із кристала електронів, тобто :

(*E*) = -*Ireff*(*E*).

Гідністю СПС служить простота експериментального забезпечення в порівнянні з устаткуванням для запису спектрів відбиття. Спектри повного струму представляють у вигляді похідної *di(E)/de* від струму, що проходить у ланцюзі зразка.

Тонка структура повного струму відбиває щільність незаповнених електронних станів вище рівня вакууму. Якщо енергія падаючих електронів відповідає дозволеній зоні в матеріалі зразка, то спостерігається зростання коефіцієнта проходження електронів з вакууму в зразок і, як наслідок, збільшення струму в ланцюзі зразка. При збігу енергії електронів із забороненою зоною відбувається зменшення коефіцієнта проходження електронів і струму. Метод СПС дозволяє також відслідковувати потенціал поверхні зразка [24].

У режимі СПС паралельний пучок електронів направлявся на досліджувану поверхню й реєструвався повний струм *I*(*E*) у ланцюзі зразка як функція від енергії падаючих електронів за умови повного відбору вторинних і відбитих електронів. Енергія зондувального пучка варіюється в діапазоні 0 ÷ 30 еВ. Для виявлення тонкої структури реєструється перша похідна (*S*(*E*) = *di*/*de*) від струму по енергії з використанням фазового детектора й модуляції енергії первинного пучка (1600 Гц, 0.1 еВ). Електронний пучок направляється перпендикулярно поверхні й фокусується до діаметра 0.2 ÷ 0.4 мм. Положення “первинного” піка в спектрі відповідає рівню вакууму *Evac* досліджуваної поверхні. У процесі обробки поверхні він може зміщатися, відбиваючи зміну роботи виходу.

Тонка структура спектрів ПС визначається енергетичною залежністю коефіцієнта відбиття електронів, який являє собою суму коефіцієнтів пружного й непружного відбиття. При малих енергіях первинних електронів (*E* < 20 ч 25 еВ) пружний компонент можна вважати таким, що переважає. Енергетична залежність коефіцієнта пружного відбиття тісно зв'язана зі структурою енергетичних зон у діапазоні енергій, відповідних до енергії первинних електронів. Для випадку молекулярних твердих тіл, до яких відносяться досліджувані речовини, переважає механізм зміни коефіцієнта пружного відбиття залежно від щільності НЕС вище рівня вакууму, відповідно до енергії первинних електронів (велике відбиття в області заборонених зон і зменшення відбиття, а отже й збільшення струму в ланцюзі зразка в області дозволених станів). Максимуми в спектрі ПС (*S*(*E*) = *di*/*de*) відповідають енергетичному положенню границь зон НЕС, а максимуми (-*ds*/*de*) - енергетичному положенню максимумів щільності НЕС. Таким чином, похідна від спектра ПС, узята із протилежним знаком, виявляється більш придатною для порівняння з теоретично розрахованою й певними іншими методами щільністю НЕС.

**8. Вторинна електронна емісія**

У основі більшості сучасних експериментальних методів дослідження поверхні лежить явище випускання твердими тілами вторинних електронів при їх бомбардуванні пучком первинних електронів. Це явище було відкрите в 1902 році Л. Остіном і Г. Штарке, і носить назву *вторинної електронної емісії* (ВЭЭ). Причина цього ефекту полягає в тому, що первинні електрони, взаємодіючи з електронами твердого тіла, передають їм частину своєї енергії. Якщо ця енергія достатня для подолання електронами твердого тіла поверхневого потенційного бар'єру, то вони покидають його і реєструються як вторинні електрони. Вторинні електрони мають енергії від нуля до енергії первинних електронів. Енергетичний розподіл вторинних електронів має складний характер і відбиває різноманітні, складні і часто пов'язані між собою процеси взаємодії первинних електронів з поверхнею твердого тіла.

Схематично вид кривої розподілу вторинних електронів по енергії представлений на рис. 3. Як показують експериментальні результати, вид спектру вторинних електронів практично не міняється при зміні первинних електронів. При енергії первинних електронів 100 эВ... 1 кэВ основна доля в спектрі доводиться на повільні електрони (область а на рис. 3) ці електрони називають *істинно вторинними електронами*, оскільки цю групу складають, в основному, електрони, вибиті з твердого тіла пучком первинних електронів. Передбачається, що вони виникають в результаті каскадних процесів втрати енергії первинними електронами. До істинно вторинних електронів умовно відносять вторинні електрони, енергія яких менше 50 эВ.



Рис. 3. Схематичний вид кривої розподілу вторинних електронів по енергії

Область b на рис. 3. відноситься до непружно відбитих електронів, число яких істотно не змінюється залежно від енергії.

При енергії, близькій до енергії первинних електронів *Ep* (область с), спостерігається вузький пік, що відповідає пружно відбитим електронам (пік 3 на рис. 3). Цей пік пов'язаний з електронами, відбитими від поверхні твердого тіла без втрат енергії або з дуже малими втратами енергії.

Окрім двох досить великих по інтенсивності піків істинно вторинних і пружно відбитих електронів, в спектрі вторинних електронів на безструктурному фоні спостерігаються слабо виражені максимуми. Положення деяких з них (максимуми 1 на рис. 3) не залежать від енергії первинних електронів, інші (максимуми 2) зміщуються синхронно зі зміною енергії первинних електронів. Піки 1 обумовлені виходом з поверхні *оже-электронів*. Вивчення цієї групи вторинних електронів лежить в основі методу *електронної оже-спектроскопії* (ЭОС). Група максимумів 2 відповідає первинним електронам, що випробували дискретні втрати енергії при взаємодії з поверхнею [24].

**Висновок**

Основну експериментальну інформацію про електронну структуру твердих тіл у цей час одержують спектроскопічними методами: рентгенівською електронною й фотоелектронною спектроскопією, спектроскопією зворотної фотоемісії, рентгенівською емісійною спектроскопією внутрішніх і валентних рівнів, спектроскопією рентгенівського поглинання й спектроскопією в оптичному діапазоні. Дані дослідження є дуже важливими у визначенні основних властивостей твердих тіл, зокрема шаруватих кристалів. Електронною зонною структурою можна пояснити основні електричні, оптичні та фотоелектричні властивості матеріалів твердо тільної електроніки.

**Література**

1. Unoccupied Electronic States: Fundamentals for XANES, EELS, IPS and BIS // Ed. J.C. Fuggle, J.E. Inglesfield. Springer-Verlag, Berlin (1992).

2. Golgmann A., Altmann W., V. Dose. Experimental widths of excited electron states in metals // Solid State Commun. - 1991. V. 79, №6. - 511.

. Liebsch A. Electronic Excitation at Metal Surfaces. Plenum Press. N. Y. (1997).

. Sancrotti M., Braicovich L., Chemelli C., Trezzi G. The empty electron-states in MoS2: An inverse photoemission spectroscopy investigation // Solid State Commun. - 1988. - V. 66, №6. - P. 593.

. Langlais V., Belkhir H., Themlin J.-M., Debever J.-M., Yu L.-M., Thiry PA. Initial- and final-state effects in the conduction bands of 2H-MoS2(0001) studied by k||-resolved inverse photoemission spectroscopy // Phys. Rev. B. - 1995. - V. 52, №16. 12095 ().

. Strocov V.N. In: Electron Spectroscopies Applied to Low-Dimensional Materials // Ed. H.I. Starnberg, H.P. Hughes. Kluwer, Netherlands (2000). P. 161.

. Bartos I., Van Hove M.A., Chung W.F., He Z., Altman M.S. Ag(111) electron band structure and channeling by VLEED // Surf. Sci. - 1998. - V. 697. - P. 402-404.

. Devooght J., Dehaes J.C., Dubus A., Ganachaud J.P., Cailler M.. Theoretical Description of Secondary Electron Emission Induced by Electron or Ion Beam Impinging on Solids. Springer-Verlag, Berlin (1998).

9. Panchenko O.F., Panchenko L.K., Schaefer JA. Unoccupied electronic states and inelastic scattering effects in SEES of tungsten single crystal <http://www.sciencedirect.com/science?\_ob=ArticleURL&\_udi=B6TVX-456WSW0-M&\_user=10129079&\_coverDate=06%2F30%2F2002&\_alid=1652521504&\_rdoc=1&\_fmt=high&\_orig=search&\_origin=search&\_zone=rslt\_list\_item&\_cdi=5546&\_sort=r&\_st=13&\_docanchor=&view=c&\_ct=1&\_acct=C000050221&\_version=1&\_urlVersion=0&\_userid=10129079&md5=a74ec93a441d07de8f3a3b842c3f328d&searchtype=a> // Surf. Sci. - 2002. - V. 192. - P. 507-510.

. Rehr J.J**.** Theory and calculations of X-ray spectra: XAS, XES, XRS, and NRIXS // Radiation Physics and Chemistry <http://www.sciencedirect.com/science/journal/0969806X>. - 2006. - V. 75, №. 11 <http://www.sciencedirect.com/science?\_ob=PublicationURL&\_tockey=%23TOC%235543%232006%23999249988%23635873%23FLA%23&\_cdi=5543&\_pubType=J&view=c&\_auth=y&\_acct=C000050221&\_version=1&\_urlVersion=0&\_userid=10129079&md5=2eaf3b84cbfa1eb1ed6709b706513d53>. - P. 1547-1558

. Lindgren S.A., Wallden L., Rundgren J., Westrin P. Low-energy electron diffraction from Cu(111): Subthreshold effect and energy-dependent inner potential; surface relaxation and metric distances between spectra // Phys. Rev. B. - 1984. - V. 29, №2. P. 576.

. Schneider R., Starke K., Ertl K., Donath M., Dose V., Braun J., Grass M., Borstel G. Spin effects in empty electronic states of Ni(001) // J. Phys.: Cond. Matter. - 1992 - V. 4, №17. P. 4293.

. Sanche L. In: Excess Electrons in Dielectric Media / Ed. C. Ferradini, J.-P. Jay-Gerin. CRC Press, Boca Raton, FL (1991). Ch. 1.

. O.F. Panchenko, L.K. Panchenko. Low-energy secondary electron spectroscopy of Ge surface // Solid State Commun. - 1997. V. 101, №7. - Р. 483.

. Yamane H., Setoyama H., Kera S., Okudaira K.K., Ueno N. Low-energy electron transmission experiments on graphite // Phys. Rev. B. 2001. - V. 64, P. 113 407.

. Yu P.Y., Cardona M. Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties / Springer - Verlag. - 1996. - 617 р.

. Smith <http://publish.aps.org/search/field/author/Smith\_N\_V> N. V., Traum <http://publish.aps.org/search/field/author/Traum\_M\_M> M. M. Angular-resolved ultraviolet photoemission spectroscopy and its application to the layer compounds TaSe2 and TaS2 // Phys. Rev. B. - 1975. -V. 11. - P. 2087-2108.

. Williams P.M. Photoemission studies of materials with layered structures // Nuovo Cimento Ser. B. - 1977. V. 38. - P. 216

. Wei S. Q., Sun Z. H., Pan Z. Y., Zhang X. Y., YAN W. S., Zhong W. J.XAFS applications in semiconductors // Nuclear Science and Techniques <http://www.sciencedirect.com/science/journal/10018042> - 2006. -V. 17, №6 <http://www.sciencedirect.com/science?\_ob=PublicationURL&\_tockey=%23TOC%2333039%232006%23999829993%23641681%23FLP%23&\_cdi=33039&\_pubType=J&view=c&\_auth=y&\_acct=C000050221&\_version=1&\_urlVersion=0&\_userid=10129079&md5=e16d3700793e189373304b476fae9b4a>. - P. 370-388.

. Mansour A.N., Dmitrienko A., Soldatov A.V. Electronic structure of Ni3Al and NiAl3 alloys: mX-ray-absorption fine-structure analysis // Phys. Rev. B. 1997. V. 55, №23. P. 15531-15536.

. Bianconi A., Marcelli A. Synchrotron Radiation Research. N.Y.: Plenum Press, 1992. V. 1.

. Della Longa S., Soldatov A.V., Pompa M., Bianconi A. Atomic and electronic structure probed by X-ray absorption spectroscopy: Full multiple scattering analysis with the G4XANES package // Comput. Materials Sci. - 1995. - V. 4. - P. 421-440.

. Eymard R., Otto A. Optical and electron-energy-loss spectroscopy of GeS, GeSe, SnS and SnSe single crystals // Phys. Rev. B. - 1977. - V. 16, №4. - P. 1616-1623.

. Komolov S.A. Total current spectroscopy of surfaces // Gordon and Breach Science Publishers, 1992.- 317 p.

**Summary**

Electronic band structure *E*(k) is a fundamental description which determines the most physical properties of solids (for example, phenomenon of transmission, optical and photoemission (PE) properties). Band structure (namely the electronic states around the Fermi level *E*f) is also one of the main factors which determine functioning of solid electronics devices. Not only the location of the electronic states for energies is important (predetermining, for example, a band gap) but also the location of these states in a k-space. The traditional methods of the unfilled highly lying states research are: the x-ray absorption spectroscopy (XAS), the x-ray radiate transitions spectroscopy, the electron-energy loss spectroscopy (EELS), the reverse PE-spectroscopy, the spectroscopy of diffraction low energy electrons, the low energy repeatedly-electronic emission spectroscopy, the x-ray emission spectroscopy (XES), the low energy total current spectroscopy (TCS) and its variety - the spectroscopy of passing low energy electrons. Last two methods, differing in high surface sensitivity and absence of destroying influence on the investigated sample, with the application for the analysis of elementary violations and surface states in this time used for control of surface purity in the process of cleaning from admixtures, determination of exit work etc. It should be mentioned that the experimental simplicity of these two methods allows to apply them for control of *E*(k) parameters directly in the process of semiconductor devices manufacture. Although measureable highly lying states directly do not behaveto the states nearly *E*f, changes of these states are interdependent.

Basic experimental information about the electronic structure of solids in this time is received with spectroscopy methods: by the x-ray electronic and photoelectronic spectroscopy, the reverse photoemission spectroscopy, the x-ray emission spectroscopy of internal and valency levels, the x-ray absorption spectroscopy and the spectroscopy in an optical range.