

КАНАЛ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ С ВЫСОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

*А.А. Дрозденко, В.Л. Денисенко, А.Б. Дудник, М.И. Захарец,
А.Б. Крамченков, В.В. Куприенко, Н.А. Сайко, В.Е. Сторижко
Институт прикладной физики НАН Украины,
ул. Петропавловская, 58, г. Сумы, 40030*

Описана аппаратура аналитического канала обратного рассеяния ионов с высоким разрешением, созданного в ИПФ НАН Украины. Отличительной особенностью аппаратуры является применение магнитного спектрометра с двойной фокусировкой. Для магнитного спектрометра разработаны система питания и автоматизированная система сбора данных, что позволило обеспечить гибкость и оперативность управления спектрометром, сократить время проведения эксперимента, а также упростить процесс обработки данных. Это дало возможность проводить анализ пленочных структур толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрон. Экспериментально определены предельное энергетическое разрешение спектрометра, составляющее $3,2 \times 10^{-3}$ и телесный угол, равный $3,5 \cdot 10^{-3}$ стерадиан. Приведены спектры обратного рассеяния протонов на образце, состоящем из пленки оксида цинка напыленного на кремниевую подложку, и его моделирование с помощью компьютерной программы SIMNRA. Определены толщина и стехиометрический состав исследованной пленочной структуры.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время очень важным является создание методов и аппаратуры для исследования свойств покрытий материалов. При этом представляет интерес определение состава материала и профилей распределения примесей по глубине. Как правило, для этого применяются ядерно-физические методы неразрушающего контроля материалов. Одним из таких методов является метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) [1-6].

Метод РОР позволяет обеспечить разрешение по глубине порядка 0,3–30 нм и определение концентрации примесей с точностью 1–2% [7]. Разрешение этого метода определяется рядом факторов, связанных с процессами торможения ионов в исследуемом образце, а также с методикой регистрации. Обычно для регистрации рассеянных ионов используются поверхностно-барьерные детекторы, энергетическое разрешение которых составляет порядка 12–16 кэВ. Лучшим энергетическим разрешением (менее 3 кэВ) обладают магнитные и электростатические спектрометры. Этот параметр можно улучшить, если использовать геометрию скользящих углов, при которых увеличиваются расстояния, проходимые ускоренными частицами в образце до и после рассеяния при одной и той же глубине залегания рассеивающего слоя [7]. С целью повышения предельной разрешающей способности метода РОР в ИПФ НАН Украины создан аналитический канал с применением магнитного спектрометра.

1 АППАРАТУРА

В настоящей работе представлен магнитный спектрометр канала РОР с высоким энергетическим разрешением. Особенностью спектрометра является магнит с полем секторной формы с плоскими краями, обеспечивающий двойную фокусировку. Фокусировка в плоскости,

перпендикулярной полю, достигается за счет однородного магнитного поля в зазоре магнита. Фокусировка в плоскости, параллельной полю, осуществляется краевым полем на склонах магнита.

За основу установки был взят магнит спектрометра с двойной фокусировкой, описанный в работе [8].

Созданный прибор был оснащен современным источником питания [9], микропроцессорным контроллером сбора данных и современным вакуумным постом. Узлы спектрометра, кроме магнита, были разработаны и изготовлены в ИПФ НАН Украины. Двухступенчатая система вакуумной откачки спектрометра обеспечивает вакуум в камере взаимодействия на уровне 10^{-4} Па. Система состоит из форвакуумного насоса «Leybold» D8A и турбомолекулярного насоса (ТМН) «Pfeiffer» TRU 100. Измерение давления остаточного газа в системе обеспечивается вакуумметром ВМТ 001.

Созданное программное обеспечение позволяет автоматизировать управление магнитным спектрометром и обеспечивает сбор данных при проведении эксперимента.

Физические основы формирования параметров прибора заложены в конструкции магнита и подробно изложены в работах [10 - 13]. Функциональная схема магнитного спектрометра показана на рисунке 1.

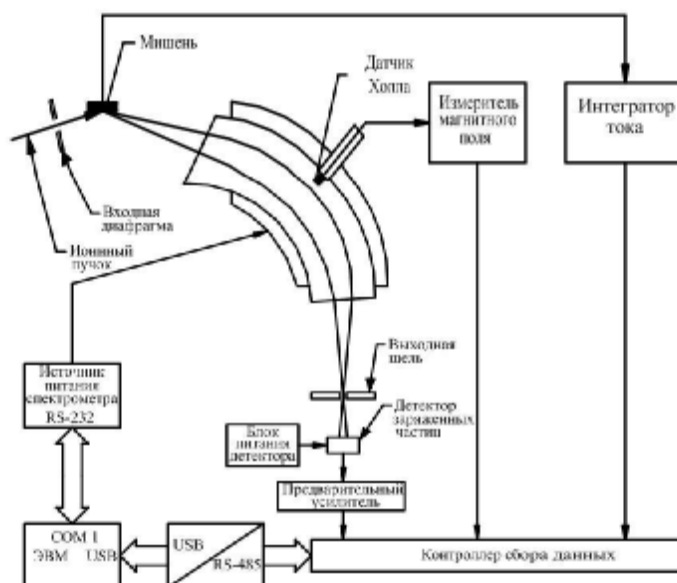


Рисунок 1 - Функциональная схема магнитного спектрометра

Ускоренный пучок заряженных частиц, прошедший через входную диафрагму спектрометра, попадает на поверхность исследуемого образца. Диаметр входной диафрагмы составляет 1мм. Часть рассеянных на образце частиц попадает в апертуру спектрометра. Частицы, энергия которых удовлетворяет условию

$$E = \frac{(RqB)^2}{2m}, \quad (0.1)$$

где E – энергия; q - заряд частицы; m - масса частицы; B - индукция магнитного поля в зазоре магнита; R - радиус кривизны траектории движения – фокусируются в районе выходной щели спектрометра.

Прошедшие в выходную щель частицы регистрируются полупроводниковым детектором. Для этой цели применяется кремниевый поверхностно-барьерный детектор ДКП-50. Детектор работает в счетном режиме. Одновременно с регистрацией рассеянных частиц детектором производится измерение заряда? накопленного на образце. Измерение заряда на мишени производится преобразователем “заряд-частота”, созданным в ИПФ НАН Украины [14].

Индукция магнитного поля в зазоре магнита измеряется магнитометром, построенном на основе датчика Холла (AD22151, Analog Devices). Измеряемые индукция магнитного поля, заряд и количество импульсов с детектора в режиме реального времени обрабатываются микропроцессорным контроллером сбора данных. Далее информация поступает на центральный компьютер, где установлено специализированное программное обеспечение. Заданная индукция магнитного поля в зазоре магнита поддерживается программно управляемым источником питания [9], величина тока которого регулируется с центрального компьютера в соответствии с алгоритмом управления. Обмен информацией между центральным компьютером и источником питания производится по интерфейсу RS232, а между центральным компьютером и контроллером сбора данных - по шине USB.

Структурная схема контроллера сбора данных показана на рис. 2 а. Контроллер сбора данных разработан на базе микроконтроллера PIC18F4525.

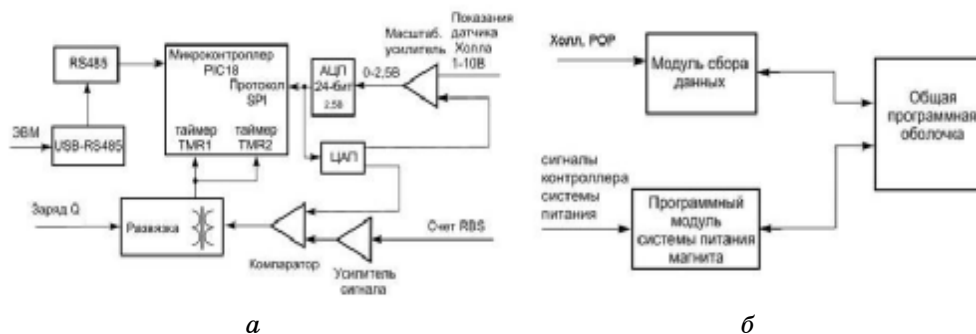


Рисунок 2 – Структурная схема контроллера сбора данных (а); общая структура программного обеспечения магнитного спектрометра (б)

Управление работой контроллера сбора данных осуществляется из общей программной оболочки через соответствующий программный модуль, который оформлен в виде динамически связанных библиотек. Общие команды управления передаются из общей программной оболочки через USB-порт, обмен сигналами в самом блоке контроллера сбора данных осуществляется под управлением программы низкоуровневого программирования MPASM 7.0.

Показания датчика Холла в виде напряжения в пределах от 0,3 В до 8,6 В подаются на вход масштабирующего усилителя 24-битного сигма-дельта АЦП. Далее оцифрованные данные передаются по протоколу SPI в микроконтроллер. Импульсные сигналы от детектора заряженных частиц поступают на вход “Счет RBS”, усиливаются и подаются на дискриминатор нижнего уровня для отсечки шумов. Далее эти сигналы через узел гальванической развязки поступают на микроконтроллер. Микроконтроллер обрабатывает поступающие сигналы по таймерам TMR1 и TMR2. Для измерения заряда Q используется таймер TMR1, для подсчета сигналов с детектора – таймер TMR2.

Автоматическое управление работой магнитного спектрометра осуществляется специальным программным обеспечением (СПО), разработанным в среде MS Visual C++ 6.0 и MS Visual C++.NET. Его общая структура представлена на рис. 26. СПО состоит из трех основных модулей: модуля сбора данных (МСД), модуля системы питания магнита спектрометра (МСП) и общей программной оболочки (ОПО). МСП и МСД оформлены как динамически связанные библиотеки, которые подключаются к общей программной оболочке. МСП управляет работой системы питания магнита спектрометра, получая сигналы от датчика Холла. При этом система обеспечивает заданную индукцию магнитного поля в зазоре магнита. МСД обеспечивает сбор данных от датчика Холла, интегратора тока и счетного канала детектора заряженных частиц и передачу этих данных в ОПО.

Во время работы МСП и МСД взаимодействуют через ОПО. Кроме этого, ОПО служит для визуализации полученных спектров, ведения статистики, записи данных, вывода полученных результатов. Из ОПО производится калибровка шкалы спектрометра, задаются пределы сканирования по энергии, шаг сканирования, допустимые пределы изменения магнитного поля во время эксперимента и запись комментариев к каждому файлу.

Для корректной работы установки при первоначальном пуске, а также при изменении положения датчика Холла необходимо производить предварительную калибровку энергетической шкалы спектрометра. Необходимость этой процедуры связана с тем, что алгоритм работы автоматизированной системы сбора данных и управления полем в зазоре магнита предусматривает задание индукции магнитного поля как функцию от энергии исследуемых частиц. Кроме этого, калибровочные коэффициенты используются при визуализации результатов эксперимента.

Методика калибровки заключается в следующем. Связь между энергией исследуемых частиц и магнитным полем спектрометра определяется выражением (0.1). В общем виде эту зависимость можно записать в виде

$$E = AN^2 + BN + C, \quad (0.2)$$

где E – энергия заряженных частиц; N – показания датчика Холла в относительных единицах; A, B, C – коэффициенты. Определив эти коэффициенты, можно однозначно установить связь между энергией регистрируемых частиц и показаниями датчика Холла, а значит, и индукцией магнитного поля для любой энергии частиц в измеряемом диапазоне.

Для определения коэффициентов A, B, C достаточно выбрать из множества три экспериментальных значения показаний датчика Холла и соответствующие им значения энергий, а затем решить систему уравнений:

$$\begin{cases} E_1 = AN_1^2 + BN_1 + C, \\ E_2 = AN_2^2 + BN_2 + C, \\ E_3 = AN_3^2 + BN_3 + C. \end{cases} \quad (0.3)$$

Предварительная калибровка шкалы спектрометра проводилась с помощью ускорителя. Определение энергии частиц пучка ускоренных частиц проводилось с помощью датчика ЯМР, установленного в анализирующем магните ускорителя.

Для каждого значения устанавливаемой энергии частиц пучка определялась индукция магнитного поля, соответствующая

максимальному значению тока на цилиндре Фарадея, установленного на выходе спектрометра. При этом фиксировались показания датчика Холла.

Описанный механизм калибровки универсален и применяется для калибровки шкалы магнитного спектрометра по характерным спектрам рассеяния частиц на эталонных мишенях в процессе измерений (это предусмотрено в СПО).

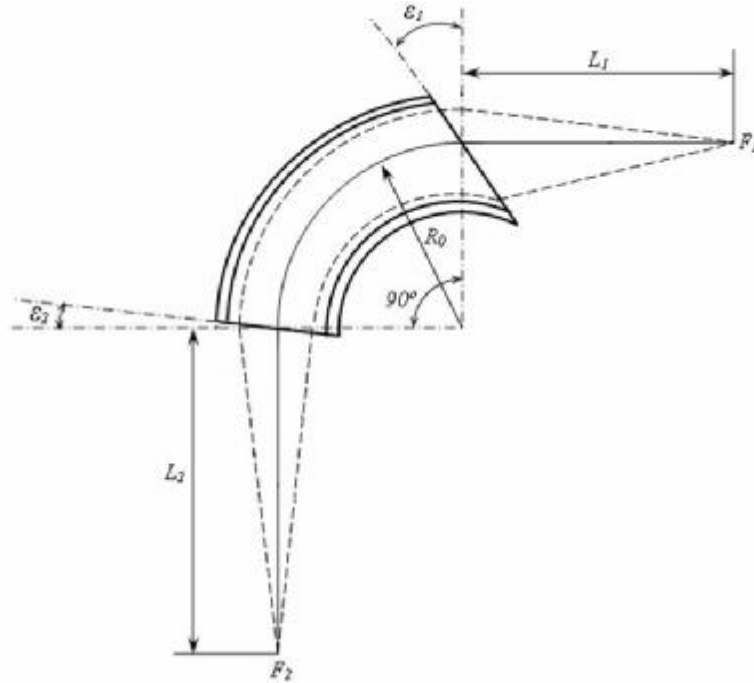


Рисунок 3 - Формы полюсных наконечников и траектория частиц в плоскости, перпендикулярной магнитному полю

Одной из самых важных характеристик спектрометра является энергетическое разрешение. В работе были проведены расчет и сравнение его с экспериментальными данными. Для расчета предельного энергетического разрешения спектрометра были взяты его геометрические параметры [8]. Учитывая то, что энергия ускоренных частиц в наших условиях не превышает 2 МэВ, требуемое значение $B \cdot R$ не должно превосходить 0,204 Тл·м. Радиус кривизны траектории частиц в магнитном поле спектрометра $R=320$ мм. Угол поворота $\Phi = 90^\circ$. Расстояние от мишени до входа в магнит составляет $L_1=400$ мм. Телесный угол спектрометра равен $3,56 \cdot 10^{-3}$ стер [8].

При этом входной угол 2α в плоскости, перпендикулярной полю, составляет $5^\circ 42'$. При такой апертуре можно получить разрешение спектрометра $3,3 \times 10^{-3}$, обеспечив фокусировку первого порядка.

Ожидаемое разрешение спектрометра при наличии фокусировки первого порядка определяется выражением [13]

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\min} = \frac{h_y y_0 + 2h_{\alpha\alpha} \alpha^2}{h_{\Delta p/p}}, \quad (0.4)$$

где y_0 - размер источника в плоскости, перпендикулярной полю;
 2α - апертура в этой же плоскости;

$$h_y = \frac{\cos(\Phi - \varepsilon_1) \cos \varepsilon_2 - L_2 \sin \Omega}{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2};$$

$$h_{\alpha\alpha} = \left[\left(\frac{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{L_2 \sin \Omega - \cos \varepsilon_2 \cos(\Phi - \varepsilon_1)} \right)^2 - \cos \Phi \right] (1 + L_2 t g \varepsilon_2) + L_2 \sin \Phi;$$

$$h_{\Delta p/p} = (1 - \cos \Phi)(1 + L_2 t g \varepsilon_2) + L_2 \sin \Phi.$$

В приведенных выше соотношениях линейные размеры выражены в единицах радиуса кривизны траектории частиц в магнитном поле.

Углы ε_1 и ε_2 были определены из уравнений [11] таким образом, чтобы при расстоянии L_2 от выхода из магнита до изображения, равном 700 мм, осуществлялась двойная фокусировка. При этом оказалось, что $\varepsilon_1 = 46^\circ$, $\varepsilon_2 = 4^\circ 51'$.

Увеличение магнитного спектрометра в плоскости, перпендикулярной полю, равно $h_y = -0,96$; в плоскости, параллельной полю, равно $h_z = -2,78$ (знак минус означает перевернутое изображение)

$$h_{\alpha\alpha} = 3,47; \quad h_{\Delta p/p} = 3,37. \quad (0.5)$$

Для нашего спектрометра ($\alpha = 2^\circ.85$) при размерах источника $y_0 = 1$ мм ожидаемое разрешение по импульсу

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{h_y y_0 + 2h_{\alpha\alpha} \alpha^2}{h_{\Delta p/p}} = 1,66 \cdot 10^{-3}, \quad (0.6)$$

Δp - полная ширина линии на половине максимума.

$$\text{Разрешение по энергии } \frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p} = 2 \cdot 1,66 \cdot 10^{-3} \approx 3,33 \cdot 10^{-3}.$$

2 ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментально энергетическое разрешение было определено на мишени из кремния при энергии падающих протонов 1 МэВ. При этом была исследована зависимость разрешения от ширины выходной щели. Дискретность изменения магнитного поля спектрометра была выбрана эквивалентной изменению энергии исследуемых частиц на 1 кэВ. Результаты исследований приведены на рис.4. Как видно из кривой (рис. 4а), энергетическое разрешение спектрометра при ширине выходной щели 1 мм равно $3,2 \times 10^{-3}$, что составляет 3,2 кэВ при энергии падающих протонов 1 МэВ. При этом очевидно, что эффективность регистрации спектрометра снижается при улучшении разрешения (уменьшении выходной щели). Эта зависимость приведена на рис. 4б. В обоих экспериментах выход рассеянных частиц нормировался по заряду, принесенному пучком на мишень. Эти результаты позволяют оптимизировать условия проведения эксперимента в зависимости от требований к точности измерений и длительности их проведения.

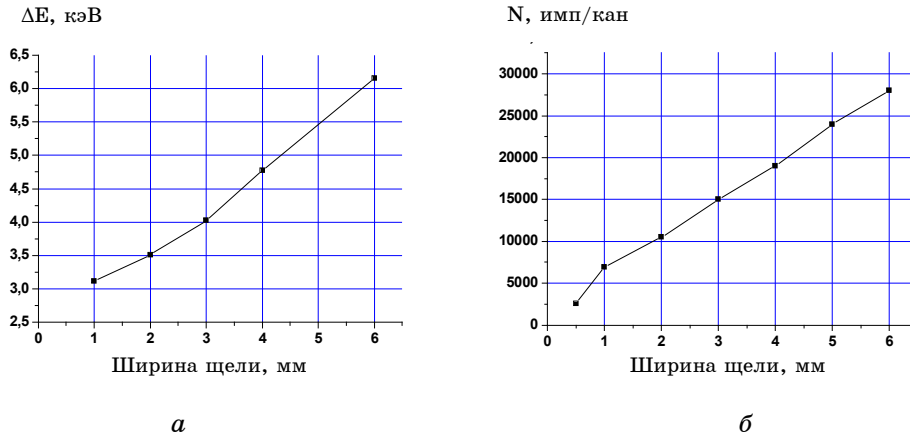


Рисунок 4-- Зависимость разрешения спектрометра (а), количество зарегистрированных рассеянных протонов от ширины выходной щели спектрометра (б)

На рис.5 приведен энергетический спектр обратного рассеяния протонов с энергией 1 МэВ при угле рассеяния 135° от тонкой двухкомпонентной пленки, напыленной на кремний и содержащей цинк и кислород.

По спектру обратного рассеяния был определен выход протонов из цинка, равный ~540 протонов/кэВ, и из кислорода, равный ~60 протонов/кэВ. Ширина участка спектра, относящегося к цинку, $\Delta E_{Zn} = 25,1 \pm 1,6$ кэВ, а участка спектра, относящегося к кислороду, $\Delta E_O = 24,7 \pm 1,6$ кэВ.

Для данных условий эксперимента дифференциальные сечения рассеяния протонов на цинке и кислороде составляют соответственно:

$$\sigma_{Zn}(135^\circ) = 1,592 \times 10^{-28} \text{ м}^2/\text{стер} \text{ и } \sigma_O(135^\circ) = 0,113 \times 10^{-28} \text{ м}^2/\text{стер}.$$

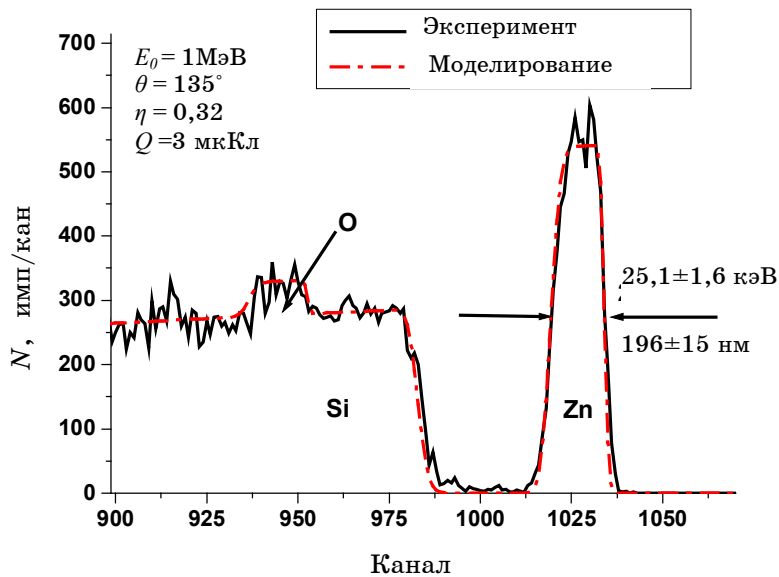


Рисунок 5-- Энергетический спектр протонов с начальной энергией 1,0 МэВ, рассеянных на кремниевом образце с поверхностным слоем Zn-O

Исходя из этого было определено отношение числа атомов цинка к числу атомов кислорода в слое Zn-O:

$$\frac{N_{Zn}}{N_O} = \frac{\sigma_O \cdot H_{Zn} \cdot \Delta E_{Zn}}{\sigma_{Zn} \cdot H_O \cdot \Delta E_O} = 0,65 \approx \frac{2}{3} = 0,66(6), \quad (2.1)$$

где H_{Zn} – выход протонов из цинка, а H_O – выход протонов из кислорода.

Фактор тормозного сечения для рассматриваемой смеси Zn-O согласно правилу Брэгга

$$[\bar{\varepsilon}]_{Zn-O} = [\bar{\varepsilon}_{Zn}] \cdot C_{Zn} + [\bar{\varepsilon}_O] \cdot C_O \quad (2.2)$$

равен $20,411 \times 10^{-22}$ кэВ·м²/ат. Численные значения тормозных способностей цинка и кислорода для определения $[\bar{\varepsilon}_{Zn}]$ и $[\bar{\varepsilon}_O]$ взяты из [15], а весовые множители $C_{Zn} = 0,4$ и $C_O = 0,6$ из вычислений согласно выражению (2.1).

Атомная концентрация N_{Zn-O} смеси Zn – O вычисляется по формуле

$$N_{Zn-O} = \frac{\rho_{Zn-O}}{A_{Zn-O}} N_A, \quad (2.3)$$

где ρ_{Zn-O} – плотность смеси Zn-O; A_{Zn-O} – атомный вес смеси Zn-O; N_A – число Авогадро, равное $6,022 \times 10^{23}$ моль⁻¹.

Таким образом, исходя из выражения

$$\Delta E = [\bar{\varepsilon}] N_{Zn-O} d, \quad (2.4)$$

где d – толщина пленки, а N_{Zn-O} – концентрация смеси, было определено толщину пленки:

$$d = \frac{\Delta E}{[\bar{\varepsilon}]_{Zn-O} N_{Zn-O}} = 1,96 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 196 \pm 15 \text{ нм.}$$

Наряду с экспериментальным спектром на рис. 6 приведен энергетический спектр, моделированный с помощью программы SIMNRA [16], для найденных из экспериментального спектра толщины пленки и ее стехиометрического состава. Как видно из рисунка, экспериментальный и расчетный спектры находятся в хорошем согласии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ИПФ НАН Украины создан новый аналитический канал с применением магнитного спектрометра, оснащенного автоматизированной системой управления и сбора данных. Канал предназначен для проведения исследований элементного состава и структуры поверхности и приповерхностных слоев материалов толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрон методом ROP. Для питания магнита использован разработанный в ИПФ НАН Украины прецизионный программируемый источник питания. Разработаны система сбора данных и специальное программное обеспечение для управления спектрометром. Проведены исследования характеристик магнитного спектрометра.

Установлено, что энергетическое разрешение магнитного спектрометра равно $3,2 \times 10^{-3}$, что составляет 3,2 кэВ при начальной энергии ионов 1 МэВ. Этот параметр спектрометра в несколько раз превышает энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов заряженных

частиц (~12–16 кэВ), что определяет разрешающую способность при измерении профиля концентраций элементов по глубине.

Оснащение спектрометра автоматизированной системой сбора данных позволило сократить длительность эксперимента, уменьшить погрешность при обработке результатов. Система сбора данных имеет возможность расширения функций, что позволяет использовать спектрометр в комплексе с другими детектирующими устройствами ионизирующих излучений. Это, в свою очередь, дает возможность реализовать комбинированные методики для исследования состава и структуры материалов ионно-пучковыми методами.

Результаты проведенных исследований показывают, что на данном спектрометре при использовании пучка протонов с энергией 1,0-1,5 МэВ и угле рассеяния 135° можно получить разрешение по глубине порядка нескольких нанометров, а измерение концентрации примесей проводить с точностью 1–2%.

SUMMARY

HIGH ENERGY RESOLUTION RUTHERFORD BACKSCATTERING SPECTROSCOPY CHANNEL

A.A. Drozdenko, V.L. Denisenko, A.B. Dudnik, M.I. Zakharets, A.B. Kramchenkov, V.V. Kuprienko, N.A. Sayko, V.E. Storizko

*Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Sumy, Ukraine
drozdenko@ipflab.sumy.ua*

The equipment of the precision analytical Rutherford backscattering spectroscopy channel created in the IAP NAS of Ukraine is described. The distinctive feature of the equipment is the use of the magnetic spectrometer with two-directional focusing. The power supply system of the magnetic spectrometer and the automated system of data acquisition were developed. The automated operation system of the magnetic spectrometer has allowed providing flexibility and efficiency of the spectrometer operation, to reduce the time of experiment carrying out and also to simplify the data processing. It has enabled to spend the analysis of film structures thickness of about 10 nanometers. Such characteristics of the spectrometer as resolution (3.2×10^{-3}), solid angle (3.5×10^{-3} steradian) were experimentally measured. RBS spectra obtained from ZnO film deposited on Si substrate and their simulation using SIMNRA code are performed. Film thickness and stoichiometric ratio are calculated.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Enders, M. Rilli, H.D. Carstanjen. A high-resolution electrostatic spectrometer for the investigation of near-surface layers in solids by high-resolution Rutherford backscattering with MeV ions // Nucl. Instr. and Meth. – 1992. – В. 64. – P. 817-824.
2. O. Kruse, H.D. Carstanjen. High depth resolution ERDA of H and D by means of an electrostatic spectrometer // Nucl. Instr. and Meth. – 1994. – В. 89. – P. 191-199.
3. W.M. Arnoldbik, W. Wolfswinkel, D.K. Inia, V.G.G. Verleun, S. Lobner, J.A. Reinders, F. Labohm, D.O. Boerma. A high resolution magnetic spectrograph for ion beam analysis // Nucl. Instr. and Meth. – 1996. – В. 118. – P. 566-572.
4. R. Grotzschel, Ch. Klein, O. Kruse. The Rossendorf broad-range magnetic spectrometer for high resolution RBS and NRA // Nucl. Instr. and Meth. – 2001. – В. 183. – P. 3-9.
5. K. Kimura, K. Ohshima, K. Nakajima, Y. Fujii, M. Mannami, H.-J. Gossmann. Monolayer resolution in Rutherford backscattering spectroscopy // Nucl. Instr. and Meth. – 1995. – В. 99. – P. 472-475.
6. T. Osipowicz, H.L. Seng, T.K. Chan, B. Ho. The CIBA high resolution RBS facility // Nucl. Instr. and Meth. – 2006. – В. 249. – P. 915-917.
7. Сторижко В.Е. Методы ядерного микроанализа // Материалы II Всесоюзной конференции «Микроанализ на ионных пучках», 11-13 октября 1988 г., г. Харьков.- Сумы: Редакционно-издательский отдел облуправления по печати, 1991. – С. 3-53.
8. Дейнека А.С., Попов А.И., Сорокин П.В., Таранов А.Я. Магнитный спектрометр с двойной фокусировкой // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. – 1960. – Т. XXIV, №7. – С.924-928.
9. Дудник А.Б., Белошапка И.А. Система питания магнитного спектрометра // Вісник СумДУ. – 2004. – №12(71). – С.56-63.

10. Garren A. A., and Smith. Electron-optical properties of homogeneous magnetic and radial electric fields // L. UCRL 599. - Berkeley: University of California Radiation Laboratory, 1950. - 32 p.
11. W.G. Cross. Two-Directional Focusing of Charged Particles with a Sector-Shaped Uniform Magnetic Field, Rev. Sci. Instr. 22, 717, 1951
12. M. Camac, Double Focusing with Wedge-Shaped Magnetic Fields, Rev. Scient. Instrum. 22, 197 (1951).
13. Lovati, H. Tyren, A magnetic analyzer for high energy particles, J. Scient. Instrum., 33,151(1956).
14. Нагорный А.Г. Интегратор тока для системы калибровки энергетической шкалы электростатического ускорителя.// ПТЭ. – 2002. – №1. – С. 67-69.
15. Andersen H.H., Ziegler J.F., Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements, Pergamon Press, New York, 1977
16. M. Mayer. SIMNRA User's Guide, Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut Fur Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997.

Дрозденко А.А., научный сотрудник;
Денисенко В.Л., старший научный сотрудник;
Дудник А.Б., научный сотрудник;
Захарец М.И., младший научный сотрудник;
Крамченков А.Б., аспирант;
Куприенко В.В., аспирант;
Сайко Н.А., младший научный сотрудник;
Сторижко В.Е., доктор физ.-мат. наук, академик
 НАН Украины

Поступила в редакцию 5 ноября 2008 г.