

УДК 539.107.6

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5 – 1 МэВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НАНОСТРУКТУР

Л. Е. Кузьмин, А. М. Казанцев, Д. Л. Коган

*Разработаны взаимодополняющие методы диагностики наноструктур – обратное рассеяние и спектрометрия атомов отдачи с использованием тяжелых ионов (N, Ar, Kr) при энергии 0,5 – 1 МэВ. Разрешение по глубине составляет ~ 1 нм, предел обнаружения –  $10^9$  –  $10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>.*

Развитие нанотехнологии в опто- и микроэлектронике потребовало разработки новых методов диагностики сложных наноструктур с разрешением по глубине до 1 нм. Наиболее перспективными для этой цели являются методы обратного рассеяния тяжелых ионов (ОРТИ) и спектрометрии атомов отдачи (САО) при энергии  $E_0 = 0,01 - 0,1$  МэВ/а.е.м., реализуемые на малогабаритных ускорителях с напряжением до 1 МВ. В последние годы они использовались для исследования пленочных микроструктур при больших энергиях тяжелых ионов 0,5 – 5 МэВ/а.е.м. [1, 2], когда дифференциальное сечение упругих взаимодействий описывается формулой Резерфорда, а энергетический страгглинг  $s^2$  (дисперсия потерь энергии) определяется формулой Бора. Переход к исследованию наноструктур требует повышения разрешения по глубине и соответственно снижения энергии до предельных значений, когда возможно применение полупроводниковых спектрометров тяжелых ионов, имеющих пороговую энергию регистрации ~ 50 кэВ. При этом возникает ряд проблем, которые будут рассмотрены ниже.

Для вычисления эффективных дифференциальных сечений упругого рассеяния и образования атомов отдачи (АО) при малых энергиях необходимо использовать экранированные кулоновские потенциалы. Наиболее точное описание потенциала межатомного

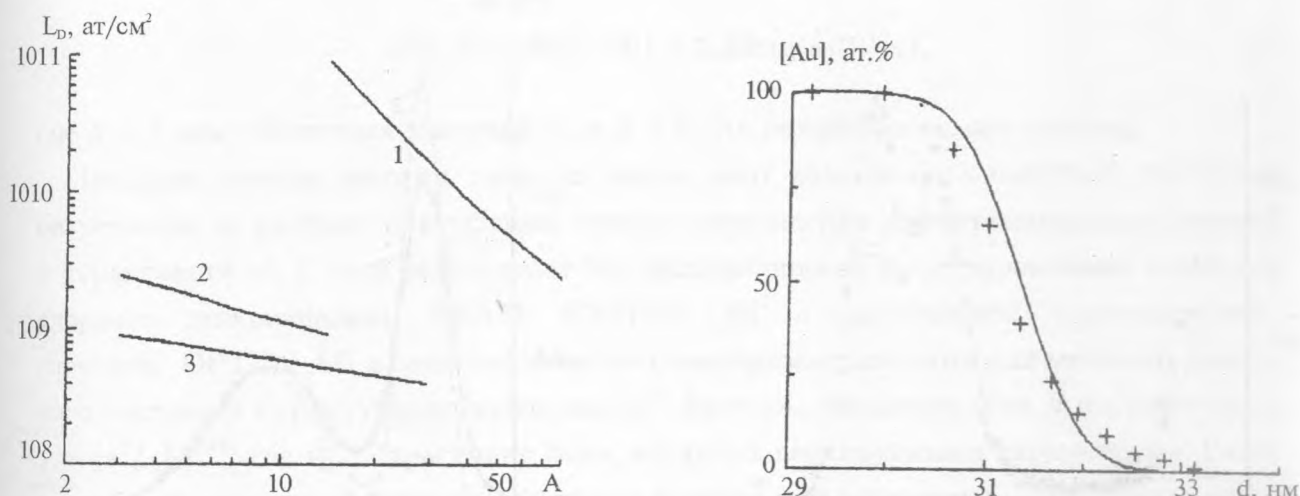


Рис. 1. Пределы обнаружения методами обратного рассеяния ( $\theta = 165^\circ$ ) ионов азота (1) и спектрометрии атомов отдачи ( $\varphi = 30^\circ$ ) при бомбардировке элементов с атомным номером  $A$  ионами Ar (2) и Kr (3).  $E_0 = 1 \text{ МэВ}$ , доза ионов  $D = 200, 15$  и  $3,5 \text{ мкКл}$ .

Рис. 2. Профиль концентрации золота на границе раздела Au/Si пленки толщиной 30 нм. Сплошная кривая – функция ошибок,  $d$  – глубина.

взаимодействия было предложено Циглером, Бирсаком и Литтмарком (ЦБЛ) с использованием универсальной экспоненциальной функции экранирования [3]. Ими также было предложено полуэмпирическое выражение для электронного торможения. На основе теории ЦБЛ создана программа моделирования TRIM [3] для исследования разнообразных задач, связанных с взаимодействием ионов с твердыми телами. Для расчета страгглинга при низких энергиях обычно используют теорию Линдхарда – Шарфа [4] или Чу – Майера [5], а также эмпирическую формулу, полученную Янгом, Коннером и Вангом [6]. Однако следует отметить недостаточность и противоречивость экспериментальных данных по дифференциальным сечениям и страгглингу в диапазоне энергий  $0,01 - 0,1 \text{ МэВ/а.е.м.}$

Эффективное экранированное дифференциальное сечение упругого рассеяния и образования АО в системе центра масс (СЦМ) можно записать в следующем виде:

$$\bar{\sigma}_s = d\bar{\sigma}/d\bar{\Omega} = (a_n/4\epsilon)^2 \sin^{-4}(\bar{\theta}/2) F(\epsilon, \bar{\theta}), \quad (1)$$

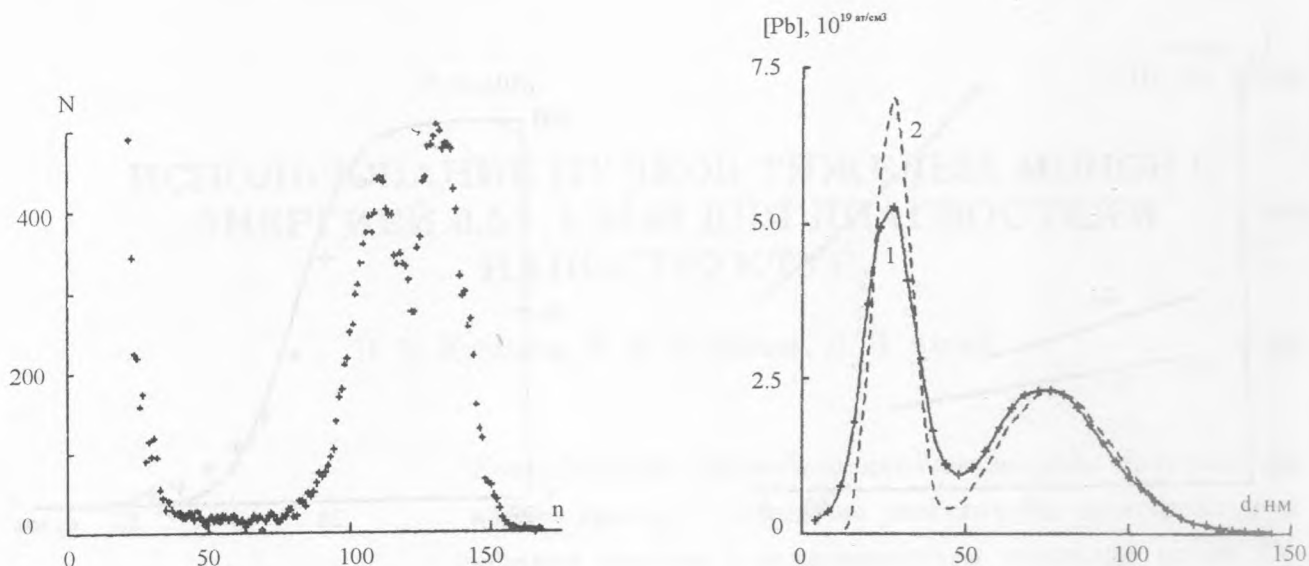


Рис. 3. Энергетический спектр обратнорассеянных ионов  $^{14}\text{N}^+$  ( $E_0 = 800$  кэВ) от кремния, имплантированного ионами свинца с энергией 40 (1) и 220 (2) кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{14}$  ат/см $^2$ .  $N$  – число отсчетов на канал,  $n$  – номер канала.

Рис. 4. Профили концентрации свинца в кремнии: экспериментальный (1) (полученный из спектра на рис. 3) и рассчитанный по программе TRIM-90 (2).  $d$  – глубина.

где  $a_n = 0,8853a_0(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23})^{-1}$  – радиус экранирования ЦБЛ,  $Z_1$  и  $Z_2$  – атомные номера иона и атома мишени (атома отдачи),  $\bar{\theta}$  – угол рассеяния в СЦМ,  $\bar{\Omega}$  – телесный угол в СЦМ,  $\epsilon = a_n M_2 E_0 / Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)$  – безразмерная энергия,  $M_1$  и  $M_2$  – массы иона и атома мишени (АО),  $F(\epsilon, \bar{\theta})$  – фактор экранирования кулоновского потенциала. Углы вылета АО ( $\varphi$ ) и рассеяния ионов ( $\theta$ ) в лабораторной системе координат (ЛСК) связаны с  $\bar{\theta}$  соотношениями

$$\bar{\theta} = \theta + \arcsin[(M_1/M_2)\sin\theta], \tag{2}$$

$$\bar{\theta} = \pi - 2\varphi. \tag{3}$$

Дифференциальные сечения рассеяния и образования АО  $\sigma_s$  в ЛСК можно получить из (1), (2), (3), исходя из инвариантности полного сечения, с использованием известных соотношений для  $d\bar{\Omega}/d\Omega$  [7], где  $\Omega$  – телесный угол в ЛСК.

Расчеты  $\bar{\sigma}_s$  представлены в виде таблиц, каждая строка которых соответствует одному значению  $\epsilon$  [8]. В рассматриваемом диапазоне энергий  $\epsilon$ , при обычно используемых

углах  $\varphi = 15 - 45^\circ$  и  $\theta = 135 - 165^\circ$ , фактор экранирования можно представить в виде

$$F(\epsilon, \bar{\theta}) = \exp\{-\beta[1 + 0,22\text{ctg}(\bar{\theta}/2)]/\epsilon\}, \quad (4)$$

где  $\beta = 1$  для табличных значений  $\bar{\sigma}_s$  и  $\beta = 0$  для резерфордского сечения.

Большие потери энергии тяжелых ионов дают возможность получить требуемое разрешение по глубине при условии точного определения дифференциальных сечений и страгглинга  $s^2$ . С этой целью нами был модифицирован интегрированный пакет для ядерного микроанализа BEAM EXPERT [9] с включением моделирования спектров ОРТИ и АО и сопоставления их с экспериментальными для мишеней известного состава и структуры по критерию  $\chi^2$ . Факторы экранирования  $\beta$  и страгглинга  $\gamma = (s^2/s_B^2)^{1/2}$ , где  $s_B^2$  – страгглинг Бора, являются варьируемыми параметрами. Ранее нами была показана эффективность такого подхода при определении страгглинга ионов  $^{14}\text{N}$  в  $\text{Au}$  и  $\text{Si}$  [10]. Полученные значения  $s^2$  в три раза превышали рассчитанные по теории Линхарда и Шарфа. Проведенные нами измерения  $\bar{\sigma}_s$  для  $^{14}\text{N}^+$  также выявили различия экспериментальных и расчетных данных. Получено значение  $\beta = 2,5$ .

Помимо рассмотренных факторов, необходимо изучение поверхностного распыления слоев бомбардирующими ионами для оценки предельной дозы облучения. В табл. 1 приведены коэффициенты распыления, рассчитанные нами с помощью программы TRIM-90.

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты распыления (атом/ион) различных материалов тяжелыми ионами с энергией  $E_0 = 1$  МэВ при угле падения  $\alpha = 75^\circ$  (относительно нормали)

| Материал | Средняя поверхностная энергия связи, эВ | Ион   |      |      |
|----------|---|-------|------|------|
|          |   | N     | Ar   | Kr   |
| Si       | 4,69                                    | 0,152 | 2,10 | 8,7  |
| Ti       | 4,88                                    | 0,258 | 4,8  | 14,4 |
| Cu       | 3,51                                    | 1,48  | 14,3 | 62   |
| Zr       | 6,32                                    | 0,32  | 4,4  | 18,8 |
| In       | 2,49                                    | 1,11  | 15,9 | 54   |
| Au       | 3,79                                    | 1,71  | 18,9 | 69   |

С целью подавления фона от упругого рассеяния на основном материале образца с массой  $M_0$  в САО используют ионы с  $M_1 > M_0$  при  $\varphi > \theta_{max}$ , где  $\theta_{max} = \arcsin(M_0/M_1)$

– предельный угол рассеяния в ЛСК. Значения  $\theta_{max}$  для различных ионов и материалов приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

## Предельные углы рассеяния ионов

| Ион       | Материал  |           |          |          |           |           |           |           |           |           |
|-----------|-----------|-----------|----------|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|           | <i>Li</i> | <i>Be</i> | <i>B</i> | <i>N</i> | <i>Na</i> | <i>Si</i> | <i>Ar</i> | <i>Ti</i> | <i>Cu</i> | <i>Kr</i> |
| <i>N</i>  | 29,69     | 40,09     | 50,50    | 90,00    |           |           |           |           |           |           |
| <i>Ar</i> | 10,00     | 13,05     | 15,70    | 20,53    | 35,13     | 44,67     | 90,00     |           |           |           |
| <i>Kr</i> | 4,75      | 6,18      | 7,41     | 9,62     | 15,92     | 19,58     | 28,47     | 34,86     | 49,32     | 90,00     |

Из данных табл. 1 и значений  $\bar{\sigma}_s$  для ионов  $N^+$ ,  $Ar^{2+}$  и  $Kr^{2+}$  определены пределы обнаружения элементов ( $L_D$ ) на поверхности кремния при предельных дозах  $Q_{max}$ , соответствующих распылению одного монослоя *Si* для ОРТИ ( $N^+$ ,  $\theta = 165^\circ$ ,  $Q_{max} = 200$  мкКл) и САО ( $Ar^{2+}$ ,  $Kr^{2+}$ ,  $\varphi = 30^\circ$ ,  $Q_{max} = 15$  и  $3,5$  мкКл). Результаты представлены на рис. 1 и получены для  $\Omega = 10^{-2}$  ср при диаметре пучка ионов  $\sim 3$  мм в отсутствие фона. Пределы обнаружения могут быть снижены за счет перемещения или вращения образцов при облучении.

На рис. 2 приведен профиль концентрации *Au* на границе раздела пленка (*Au*) – подложка (*Si*), полученный с помощью BEAM EXPERT из спектра ионов  $^{14}N^+$  [10]. Изучение границы раздела *Au/Si* показало, что ее можно аппроксимировать функцией ошибок с дисперсией  $0,3$  нм<sup>2</sup>, что соответствует разрешению по глубине  $1,3$  нм (ширина на полувысоте нормального распределения). Правильность метода подтверждалась анализом различных ионно-имплантированных наноструктур. В качестве примера на рис. 3 – 4 приведены спектр упругорассеянных ионов  $^{14}N^+$  и профили концентрации *Pb* для двухслойной ионно-имплантированной структуры *Si(Pb)*, полученные с помощью BEAM EXPERT и по программе TRIM-90. Как видно из рис. 4, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных распределений атомов *Pb* по глубине *Si*.

Методы ОРТИ и САО, каждый в отдельности, имеют ограничения по массам определяемых элементов  $M_2$ : соответственно  $M_1 < M_2$  и  $M_1 > M_2$ , и, таким образом, являются взаимодополняющими.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты N 94-03-08663 и 96-03-33579а.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Liu J. R. et al. Nucl. Instrum. Methods, **B85**, 51 (1994).
- [2] Siegele R., Howgen H. K., et al. J. Appl. Phys., **76**, N 8, 4524 (1994).
- [3] Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. The Stopping and Ranges of Ions in Solids. Pergamon Press, New York, 1988.
- [4] Lindhard J., Scharff M. Mat.-Fyz. Medd. Dan. Vid. Selsk., **27**, N 15, 1 (1953).
- [5] Chui W. K., Mayer J. W. Report of the Catania Seminar, Italy, 1974.
- [6] Yang Q., O'Connor D. J., et al. Nucl. Instrum. Methods, **B61**, 149 (1991).
- [7] Немец О. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике, Киев, Наукова Думка, 1975.
- [8] Машкова Е. С., Молчанов В. А. Применение рассеяния ионов для анализа твердых тел. М., Энергоатомиздат, 1995.
- [9] Коган Д. Л., Казанцев А. М., Кузьмин Л. Е. Nucl. Instrum. Methods, **B88**, 495 (1994).
- [10] Кузьмин Л. Е., Казанцев А. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 77 (1995).

ГНЦ РФ

"Институт ядерных исследований РАН"

Поступила в редакцию 25 июня 1997 г.