

02;12

## Сечения торможения ионов азота с энергией 50–230 keV в кремнии, измеренные методом обратного рассеяния ионов

© В.В. Афросимов, Д.В. Денисов, Р.Н. Ильин, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: r.ilin@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 3 сентября 2008 г.)

С целью развития метода диагностики тяжелых примесей в пленках нанометровых толщин методом обратного рассеяния тяжелых ионов (ОРТИ) измерена зависимость полного сечения торможения  $\sigma_S(E)$  ионов азота с энергией 50–230 keV в кремнии. Полученная зависимость  $\sigma_S(E)$  при энергии ионов ниже 150 keV занимает промежуточное положение между зависимостями, приводимыми в базах данных SRIM и MSTAR, а при более высоких — близка к первой. Оценки влияния неупругих процессов на определяемую величину сечения торможения показали, что для ионов азота влиянием этих процессов при исследовании тяжелых примесей в пленках методом ОРТИ можно пренебречь.

PACS: 61.85.+p, 79.20.Rf, 82.80.Yc

### Введение

Работы по созданию современных материалов для микроэлектроники требуют совершенствования способов диагностики этих материалов, в частности, методов ионно-пучкового анализа. Так, для исследования структур с толщиной слоев от единиц до сотен нанометров вместо метода резерфордского обратного рассеяния (РОР), использующего ионы мегаэлектрон-вольтового диапазона энергий, все чаще применяется метод рассеяния ионов средних энергий — 100–400 keV (РИСЭ), позволяющий повысить разрешение по глубине исследуемого образца вплоть до монослойного [1,2]. При этом с целью улучшения массового разрешения при переходе от высоких к средним значениям энергии в ряде случаев целесообразно применить зондирующие ионы, более тяжелые, чем  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$ . Метод обратного рассеяния тяжелых ионов — ОРТИ (Heavy Ion Backscattering — HIBS) — был, в частности, применен для анализа поверхностных примесей в кремнии [3,4]. При исследовании геометрического строения наноструктур (например, формирования кластеров тяжелых элементов в легкой матрице [5]) эффективным было применение наряду с легкими ионами  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$  более тяжелых ионов  $\text{N}^+$ .

Для осуществления исследований методом ОРТИ необходимо знать тормозную способность  $S(E) = dE/dx$  или связанное с ней сечение торможения  $\sigma_S(E) = S(E)/N$ , где  $E$  — энергия зондирующих ионов,  $x$  — их пробег в исследуемом образце и  $N$  — атомная концентрация мишени. При этом сечение торможения должно включать как электронную (неупругую), так и ядерную (упругую) составляющие.

В настоящее время имеется ряд баз данных по тормозным способностям как в форме таблиц, так и в виде расчетных программ [6,7]. Если для легких ионов ( $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ ) имеются надежные данные, начиная от единиц килоэлектрон-вольт, то для более тяжелых

ионов большинство баз относится только к области мегаэлектрон-вольтных значений энергии. Для тяжелых ионов в диапазоне значений энергии ниже 20 keV на нуклон, используемом в методе ОРТИ, лучшими для определения сечения торможения являются расчетная программа SRIM [7,8], основанная на теоретических моделях, описанных в [9], и эмпирическая MSTAR [10–13].

Следует, однако, отметить, что в области низких энергий, где существенным является упругое (ядерное) торможение, данные этих работ существенно расходятся. Например, для ионов азота в кремнии при 100 keV это расхождение достигает полутора раз. Поэтому для обеспечения метода ОРТИ опорными данными требуется экспериментальная проверка надежности существующих баз данных по тормозным способностям в области средних энергий. С целью осуществления такой проверки в настоящей работе был развит метод определения полного сечения в торможения (т.е. суммы упругой и неупругой его составляющих). Для реализации метода была использована установка для диагностики тонких пленок методом РИСЭ [2].

Исследования проводились в две стадии. На первой стадии с помощью легких ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$ , для которых имеются надежные данные по торможению, определялись толщина и состав эталонных образцов, а на второй, с опорой на полученные данные, определялось сечение торможения тяжелых ионов по спектрам их обратного рассеяния в этих образцах. Особенности измерения тормозных сечений в режиме обратного рассеяния обсуждаются в обзоре Бауера [14].

В настоящей работе определялось полное сечение торможения ионов азота в одном из основных материалов микроэлектроники — кремнии. Достоинством ионов  $\text{N}^+$  является возможность их получения из того же ионного источника, что и  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$ , и следовательно, возможность исследования многоэлементного образца различными ионами методом обратного рассеяния в одном эксперименте [15].

При определении сечений торможения ионов в режиме обратного рассеяния каждый зарегистрированный ион претерпевает тесное сближение с атомом мишени, приводящее к рассеянию на большой угол. При этом потеря энергии ионом на упругое рассеяние учитывается введением в формулы потери энергии кинематического коэффициента  $K$ , представляющего собой отношение энергии иона после рассеяния на угол  $\vartheta$  к его энергии перед столкновением:

$$K = \left\{ \gamma \cos \vartheta + (1 - \gamma^2 \sin^2 \vartheta)^{1/2} [1 + \gamma]^{-1} \right\}^2. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma = m/M$  — отношение массы иона-снаряда к массе атома-мишени,  $\vartheta$  — угол рассеяния. При обратном рассеянии возможны также неупругие потери энергии за счет возбуждения и ионизации внутренних электронных оболочек как зондирующего иона, так и атома-мишени. Учет неупругих потерь приводит к преобразованию (1) в

$$K' = \left\{ \gamma \cos \vartheta + (1 - \gamma^2 \sin^2 \vartheta - \Delta(1 + \gamma))^{1/2} [1 + \gamma]^{-1} \right\}^2, \quad (2)$$

где  $\Delta = \delta/E$ ,  $\delta$  — величина неупругой потери энергии при рассеянии иона-снаряда,  $E$  — энергия иона перед столкновением.

Если для протонов этой дополнительной потерей энергии можно пренебречь [16], то для более тяжелых ионов она может быть заметной даже при невысоких скоростях столкновения ( $v < v_0 = 2\pi e^2/h$ ). Влияние этой неупругой потери на разброс кинетических энергий рассеянных ионов (энергетический страгглинг) рассматривалось в работе [17]. В принципе, наличие дополнительных (неупругих) потерь энергии может сказаться на точности определения сечения торможения. Поэтому дополнительной задачей данной работы была оценка вклада канала неупругой потери энергии при определении сечения торможения в геометрии обратного рассеяния.

## 1. Описание эксперимента

### 1.1. Экспериментальная установка

Ионы зондирующего пучка создавались в высокочастотном ионном источнике и после ускорения и коллимации попадали на поверхность образца. Ориентация мишени относительно направления ионного пучка могла изменяться с помощью манипулятора. Ионы, рассеянные в мишени на  $120^\circ$  (далее „обратнорассеянные ионы“), попадали в сферический анализатор энергии с разрешением  $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-3}$ . На выходе анализатора находился спектрометрический полупроводниковый детектор, препятствующий регистрации низкоэнергетических ионов, возникавших, в частности, в результате рассеяния на электродах анализатора. Эффективность детектора была достаточной для регистрации ионов  $N^+$  с энергией выше 50 keV.

Точность определения потерь энергии исследуемых ионов определялась стабильностью ускоряющего потенциала и точностью определения энергии регистрируемых обратнорассеянных ионов. Ускоряющий потенциал, задающий начальную энергию зондирующих ионов  $E_0$ , слагался из вытягивающего напряжения ионного источника ( $100 \pm 10$  V) и напряжения от высоковольтного выпрямителя (50–230 kV). Точность в определении ускоряющего потенциала была не ниже  $10^{-3}E_0$ , а его кратковременная нестабильность за время измерения одного спектра (30 min) не превышала  $10^{-4}E_0$ .

Энергия обратнорассеянных ионов определялась по потенциалу, поданному на электростатический анализатор от самостоятельного высокостабильного источника с точностью определения и стабильностью потенциала  $10^{-4}$ . Градуировка анализатора осуществлялась по положению переднего фронта энергетического спектра обратнорассеянных ионов, который соответствует упругому взаимодействию ионов зондирующего пучка с катодами поверхности образца. Для легких ионов ( $H^+$ ) положение этого фронта определяется как произведение ускоряющего напряжения  $E_0$  на кинематический коэффициент обратного рассеяния  $K$  (1). Такая градуировка делалась неоднократно на различных значениях энергии протонов и для различных мишеней и воспроизводилась с точностью  $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ . Эту величину можно считать относительной точностью измерения энергии рассеянных ионов.

### 1.2. Мишень

Для определения тормозных сечений тяжелых ионов на легких элементах в матрицы соответствующих мишеней обычно вводятся вещества-маркеры с большим атомным весом. В ряде работ для измерений при энергии более 200 keV маркерные слои создавались имплантацией [18]. Поскольку для работы на низких значениях энергии требовались очень тонкие маркерные слои, в настоящей работе использовались мишени, изготовленные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке, описанной в [5]. В этих мишенях маркерное вещество было равномерно распределено слое аморфного кремния, осажденного на монокристаллическую кремниевую подложку. В качестве маркера использовалась сурьма.

Для мишени, используемой при измерении тормозных сечений, должны быть известны толщина и ее неоднородность, состав и возможные примеси. Кроме того, к мишени, исследуемой в режиме обратного рассеяния ионов, предъявляется ряд дополнительных требований, ограничивающих ее толщину [14]. Эта толщина не должна быть меньше некоторого минимального значения  $d_m$ , определяемого следующим условием: потеря энергии на толщине исследуемого слоя должна превышать разрешение электростатического анализатора. Максимальная толщина образца  $d_M$  определяется условием малости относительного увеличения пробега ионов в результате многократного рассеяния зондирующих ионов в образце. Оценки, выполненные с использованием [14,19], для

ионов  $\text{H}^+$  с энергией 50–250 keV в кремнии дают значения  $d_m \geq 4 \text{ nm}$  и  $d_M \leq 35 \text{ nm}$ .

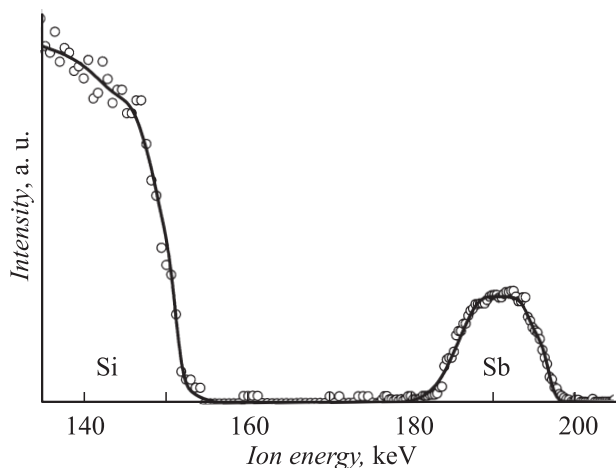
Полученные пленки-мишени предварительно исследовались методом РИСЭ с использованием ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$  с энергией 180–230 keV. Изменялись состав пленок, их толщина, однородность распределения вещества-рассеивателя по толщине пленки, ее аморфность, а также однородность толщины этой пленки методом, описанным нами ранее в [20,21]. Определение толщины и состава проводилось с использованием баз данных по тормозной способности протонов [22] и ионов  $\text{He}^+$  [8].

Для дальнейших измерений была выбрана пленка толщиной 15.6 nm, содержащая 2.4% сурьмы. Анализ состава пленки на присутствие легких примесей показал наличие тонкого, около 2 nm, слоя оксида кремния на поверхности.

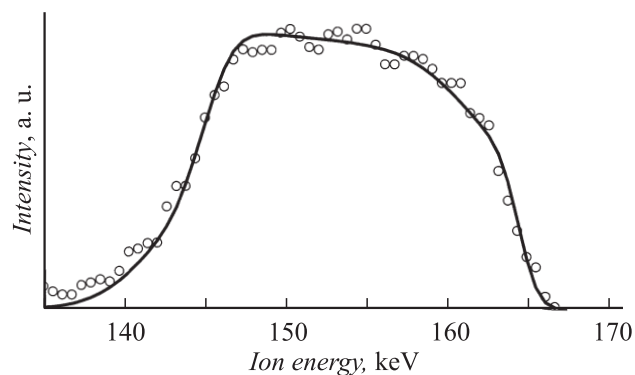
На рис. 1 приведен спектр ионов  $\text{He}^+$ , рассеянных на этом образце. Даже для этих ионов участок спектра, соответствующий рассеянию на атомах сурьмы, хорошо отделен от участка, соответствующего кремнию. В последующем изложении будет рассматриваться только участок, соответствующий сурьме, и именно он будет называться спектром.

На основе полученных спектров для ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^+$  была построена модель мишени, содержащая толщину мишени и описывающая распределение сурьмы по толщине, а также учитывающая наличие оксидного слоя.

Точность описания пленки ее моделью в первую очередь определялась погрешностью определения ее абсолютной толщины (т.е. полного количества атомов на единицу площади), зависящей от точности использованной базы данных по тормозным способностям для ионов  $\text{He}^+$  (4%) [8]. Погрешности в оценке доли примесей могли приводить к погрешности в определении сечения торможения  $\pm 1\%$ . Таким образом, суммарная погрешность модели, входящая в точность определения сечения торможения, составляла 5%.



**Рис. 1.** Энергетический спектр ионов  $\text{He}^+$  с энергией 231 keV, рассеянных на угол  $120^\circ$  на атомах пленки  $\text{SiSb}_{0.025}$  на Si подложке. Точки — эксперимент, сплошная кривая — модельный расчет.



**Рис. 2.** Участок энергетического спектра ионов  $\text{N}^+$  с энергией 231 keV, рассеянных на угол  $120^\circ$  на атомах сурьмы, содержащихся в кремниевой пленке. Точки — эксперимент, кривая — модельный расчет.

## 2. Обработка экспериментальных данных

Обработка экспериментальных данных включала два этапа. На первом этапе проводилось сопоставление экспериментально измеренных спектров для ряда начальных энергий ионов  $E_0$  с расчетными (далее — модельными), полученными с использованием зависимости тормозного сечения от энергии  $\sigma_{\text{base}}(E)$ , априорно принятой за базовую. Определенные таким образом значения расхождений между энергетическими протяженностями (расстояниями по шкале энергий между серединами фронтов, рис. 2) модельных и экспериментальных спектров позволяли ввести необходимые корректировки в зависимость тормозного сечения от энергии.

Поскольку одной из задач работы являлась проверка применимости баз данных SRIM [7,8] и MSTAR [10,13], даваемые этими базами зависимости сечений торможения от энергии и использовались в качестве базовых функций  $\sigma_{\text{base}}(E)$ . На втором этапе на основе полученных данных о корректировках для ряда энергий  $E_0$  при использовании обеих базовых функций строилась единая зависимость  $\sigma_S(E)$ , представляющая собой конечный результат настоящей работы.

### 2.1. Обработка энергетических спектров

Согласование модельного спектра с экспериментальным проводилось следующим образом. При построении каждого модельного спектра предполагалось, что зависимость сечения торможения от энергии имеет вид

$$\sigma_{\text{mod}}(E) = \sigma_{\text{base}}(E)\mu, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\text{base}}(E)$  — базовая функция, описывающая ход этой энергетической зависимости и  $\mu$  — варьируемый безразмерный корректирующий коэффициент, который может зависеть от начальной энергии иона  $E_0$ . Величина  $\mu$  подбиралась так, чтобы при использовании зависимости  $\sigma_{\text{mod}}(E)$  в процессе построения модельного спектра

обеспечить совпадения энергетических протяженностей модельного и экспериментального спектров.

Для каждого из измеренных РИСЭ спектров были построены по два модельных спектра с использованием баз данных SRIM и MSTAR и соответственно определены два значения коэффициента  $\mu$ . Сечение торможения определялось как сумма сечений торможения кремния, сурьмы и кислорода, умноженных на их атомные доли (правило Брегга). При построении модельного спектра использовалась традиционная процедура разбиения структуры, моделирующей образец, на параллельные поверхности слои таким образом, что разность потерь энергии при рассеянии от границ каждого слоя была постоянной величиной, меньшей энергетического разрешения анализатора. Энергетический страгглинг рассчитывался по [23]. Пример сравнения модельного и экспериментального спектров при энергии ионов  $N^+$  231 keV дан на рис. 2. Ошибки в определении энергетической ширины спектра составляли примерно 4%.

Необходимо иметь в виду, что каждая точка спектра содержит информацию о двух участках зависимости сечения торможения от энергии —  $\sigma(E')$  и  $\sigma(E'')$ . Первый соответствует торможению иона на подлетном отрезке пути иона от поверхности образца до глубины, на которой произошел акт обратного рассеяния, и имеет границы по энергии

$$E_0 \geq E' \geq E_0 - Nt\sigma'_{\text{med}} = E_1 \quad (4)$$

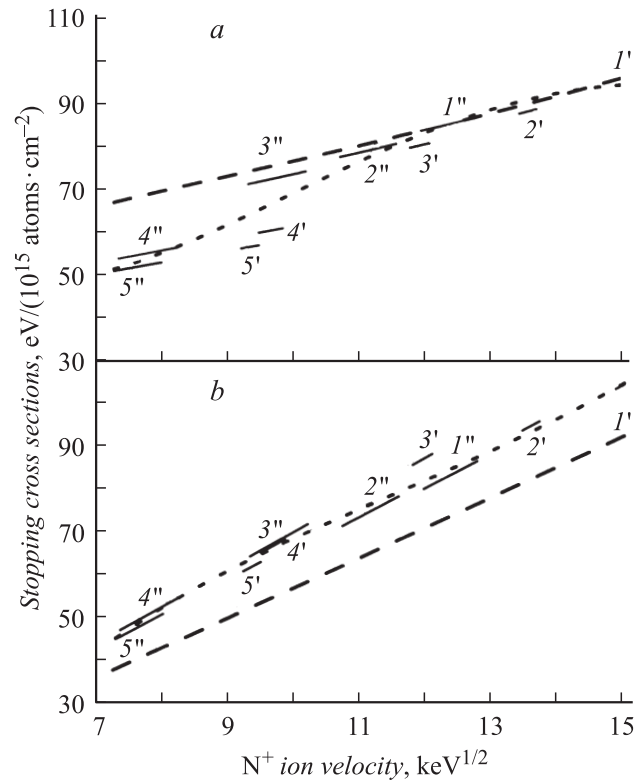
где  $t$  — толщина пленки-мишени,  $N$  — концентрация атомов в ней и  $\sigma'_{\text{med}}$  — среднее сечение торможения на подлетном отрезке.

Второй соответствует торможению на отлетном отрезке пути после обратного рассеяния на большой угол, т. е. с энергией ионов  $E''$ , лежащей в пределах

$$KE_0 \geq E'' \geq K(E_0 - Nt\sigma'_{\text{med}}) - (\sigma''_{\text{med}}Nt / \cos \vartheta) = E_2, \quad (5)$$

где  $\vartheta$  — угол обратного рассеяния и  $\sigma''_{\text{med}}$  — среднее сечение торможения на отлете.

Таким образом, в результате обработки одного энергетического спектра, соответствующего определенному значению энергии ионов  $E_0$ , были получены два участка модельной зависимости  $\sigma_{\text{mod}}(E)$ , соответствующие интервалам  $E_0 - E_1$  и  $KE_0 - E_2$ . При определении границ этих участков значения параметров  $\sigma'_{\text{med}}$  и  $\sigma''_{\text{med}}$ , входящих в формулы (4) и (5), брались путем усреднения данных баз SRIM и MSTAR. В принципе, для этих двух энергетических интервалов оптимальные значения коэффициента  $\mu$  в формуле (3) могут различаться, но в силу невозможности разделения вкладов торможений на подлетном и отлетном участках в энергетическую протяженность спектра при обработке каждого спектра этот коэффициент полагался постоянным. Поэтому, объединив методом наименьших квадратов участки  $\sigma(E')$  и  $\sigma(E'')$  (в дальнейшем —  $\sigma'$  и  $\sigma''$  соответственно), полученные при всех использованных в работе значениях энергии  $E_0$ , можно получить приближенную зависимость  $\sigma^*(E)$ , близкую к реальной зависимости полного



**Рис. 3.** *a* — сравнение зависимости сечения торможения от энергии  $\sigma_{\text{SRIM}}^*(E)$ , полученной на основе экспериментальных спектров методом наименьших квадратов (пунктир), с базовой зависимостью SRIM (штрихи). Сплошная кривая — отрезки зависимости, полученные непосредственно из экспериментальных спектров (см. текст):  $1'-5'$  — отрезки  $\sigma'$ ,  $1''-5''$  — отрезки  $\sigma''$ . Начальная энергия ионов: 1 — 90, 2 — 98, 3 — 150, 4 — 190, 5 — 230 keV. *b* — то же для базы данных MSTAR.

сечения торможения от энергии. Учитывая, что в рассматриваемой области энергий ионов основной вклад в сечение торможения вносит торможение на электронах, которое пропорционально скорости ионов [9], в качестве аппроксимирующей функции был выбран полином с переменной  $E^{1/2}$ .

Для выяснения влияния базовых функций на полученный результат приближенные зависимости, полученные на основе базы SRIM —  $\sigma_{\text{SRIM}}^*(E)$  и MSTAR —  $\sigma_{\text{MSTAR}}^*(E)$ , были построены отдельно.

На рис. 3, *a* и *b* приведены все участки  $\sigma'$  и  $\sigma''$  и построенные на их основе приближенные зависимости  $\sigma_{\text{SRIM}}^*(E)$  и  $\sigma_{\text{MSTAR}}^*(E)$ . Для сравнения на том же рисунке приведены зависимости  $\sigma_{\text{base}}(E)$ , взятые из [8] и [10] для баз SRIM и MSTAR соответственно.

## 2.2. Получение зависимости сечения торможения от энергии

Для получения зависимости сечения торможения от энергии были измерены ОПТИ спектры для мишени, состоящей из кремния с примесью сурьмы в качестве

маркера при начальных значениях энергии иона  $N^+$  230, 190, 150, 100 и 90 keV. Сравнение приведенных на рис. 3, *a* и *b* зависимостей  $\sigma_{SRIM}^*(E)$  и  $\sigma_{MSTAR}^*(E)$  между собой показывает, что в интервале 80–170 keV (в приведенной на рисунке шкале скоростей — 9–13 keV<sup>1/2</sup>) они практически совпадают между собой. В то же время наблюдается заметное расхождение между ними в диапазонах  $E < 80$  keV и  $E > 170$  keV, что очевидно, связано с отличием хода реальной зависимости сечения торможения от энергии от зависимостей, использованных в качестве базовых функций.

Поэтому для построения искомой зависимости необходим критерий отбора данных, полученных с использованием разных базовых функций. Таким критерием может быть зависимость корректирующей величины  $\mu(E)$ , входящей в формулу (3), от энергии ионов пучка. Величины  $\mu$  в зависимости от энергии ионов, полученные при использовании баз MSTAR и SRIM в качестве базовых функций в (3), приведены в таблице. В верхней строке таблицы указаны диапазоны энергий от минимального значения  $E_2$  (см. (5)) до  $E_0$ .

Из таблицы видны различия в характере зависимости сечения торможения от энергии в случаях использованных баз. Для базы SRIM при энергии выше 100 keV  $\mu \cong 1$ , т.е. при этих значениях база дает достаточно правильную зависимость от энергии, но с падением энергии величина  $\mu$  существенно убывает, что можно объяснить завышением рассчитанного сечения ядерного торможения, вклад которого растет в этой области с падением энергии ионов. Завышение сечения ядерного торможения, рассчитанного на основе теории, используемой в [8,9], было обнаружено ранее [24,25]. Хорошее согласие данных из базы SRIM с полученными нами экспериментальными данными, начиная от 150 keV, и их расхождение при меньших значениях энергии видно из рис. 3, *a*.

Для базы MSTAR, наоборот, во всем рассмотренном интервале значений энергии  $\mu > 1$  и имеет тенденцию к росту с уменьшением энергии. Возможной причиной этого является пренебрежение в этой базе вкладом ядерного торможения. Вместе с тем при значениях ниже 100 keV величина  $\mu$  для базы MSTAR падает всего на 5%, в то время как для базы SRIM — на 20%.

Заключительным шагом было получение единой зависимости  $\sigma_S^*(E)$  сечения торможения от энергии на основе полученных ранее двух вариантов приближенных зависимостей  $\sigma_{SRIM}^*(E)$  и  $\sigma_{MSTAR}^*(E)$ . Исходя из вышеизложенного анализа при построении участка функции  $\sigma_S^*(E)$  для энергий 50–100 keV использовалась зависимость, полученная на основе базы MSTAR с учетом

Зависимость коэффициента  $\mu$  от энергии ионов

База	Энергия, keV				
	54–90	60–98	90–150	115–190	140–230
SRIM	0.76	0.8	0.96	0.98	1
MSTAR	1.18	1.22	1.23	1.15	1.13
$\sigma_S(E)$	0.98	1	1.02	1	1.01

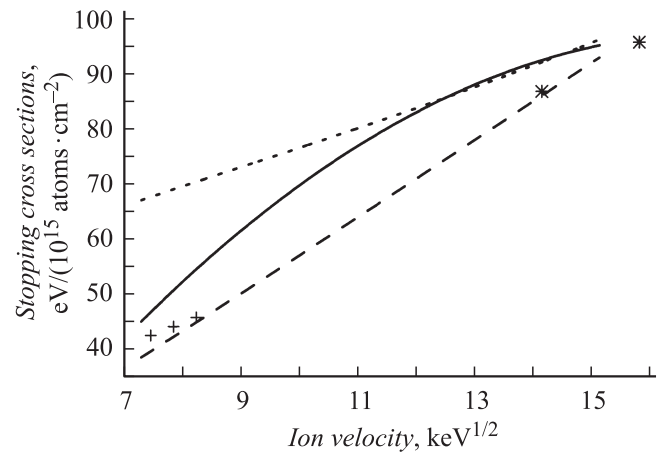


Рис. 4. Зависимость сечения торможения ионов азота от их энергии в кремнии. Сплошная кривая — результат настоящей работы, пунктир — данные базы SRIM, штрихи — то же для базы MSTAR. Экспериментальные точки по данным работ: крестики — [24], звездочки — [26].

коэффициентов  $\mu$ , приведенных в таблице, а при энергии 150 keV и выше использовались участки  $\sigma'$  и  $\sigma''$  по данным базы SRIM.

Полученная таким образом единая зависимость  $\sigma_S^*(E)$ , показанная на рис. 4, является окончательным результатом нашей работы, т.е. искомой зависимостью  $\sigma_S(E)$ .

### 3. Полученные результаты и их обсуждение

#### 3.1. Сечения торможения ионов азота

Полученная нами методом наименьших квадратов зависимость сечения торможения от энергии может быть описана выражением

$$\sigma_S(E) = A + BE^{1/2} + CE, \quad (6)$$

где энергия выражена в keV, а сечение в  $[eV/(10^{15} \text{ atoms} \cdot \text{cm}^{-2})]$  и значения коэффициентов  $A = -61.755$ ,  $B = 18.553$ ,  $C = -0.537$ . Эта формула применима лишь в интервале значений энергии 60–230 keV. Коэффициенты являются подгоночными величинами и прямого физического смысла не имеют.

С целью проверки корректности полученной зависимости (6) экспериментальные спектры были обработаны с использованием  $\sigma_S(E)$  в качестве базовой функции, как описано в разд. 2.1. Полученные значения  $\mu$  также даны в таблице и составляют  $1 \pm 0.02$ , что характеризует погрешность, вносимую при использовании метода наименьших квадратов.

Для сравнения с полученной нами зависимостью полного сечения торможения ионов азота в кремнии (6) на рис. 4 приведены сечения торможения, полученные из баз SRIM [7,8] и MSTAR [10,13], а также экспериментальные данные работ [24,26]. Полученная нами зависимость при высоких энергиях близка к данным SRIM, а



при низких — лежит между данными SRIM и MSTAR. Наша зависимость  $\sigma_S^*(E)$  лежит выше, чем результаты работы [24], в которой измерены раздельно ядерное и электронное торможение. Из-за существенного различия в методике установить причину расхождения затруднительно. В области высоких энергий наши данные лежат выше, чем результаты работы [26], но в пределах ошибок.

Оценки погрешностей наших результатов включают неточность описания модели систематического характера (5%), случайные ошибки при определении ширины спектров (4%) и среднее квадратичное отклонение в описании зависимости методом наименьших квадратов (2%). Учитывая различную природу этих погрешностей, оценим среднее квадратичную погрешность наших результатов в  $\pm 7\%$ .

В отношении торможения других ионов в кремнии можно сказать следующее. В области энергий 200–500 keV данные баз MSTAR и SRIM дают близкие между собой сечения. Но при меньших значениях энергии из-за пренебрежения вкладом ядерного торможения сечения, даваемые базой MSTAR, занижены. В базе SRIM ядерное торможение учтено на основе теории Линдхарда–Шарфа–Шютта [9]. В работах [24,25] было обнаружено, что эта теория для мишеней со средним  $Z$  дает завышение сечения ядерного торможения. Поэтому здесь целесообразно использовать усредненные по обеим базам величины сечений.

### 3.2. Неупругие потери энергии при рассеянии на большие углы

Как упоминалось выше, при рассеянии тяжелых ионов на большие углы может появиться дополнительная неупругая потеря энергии этими ионами. В отличие от рассеяния протонов, для которых неупругой потерей энергии можно пренебречь [27], при рассеянии более тяжелых ионов даже при скоростях, меньших боровской  $v < 2.19 \cdot 10^8$  cm/s, процессы возбуждения внутренних электронных оболочек образующейся в момент столкновения квазимолекулы в принципе могут приводить к дополнительным потерям энергии.

Проведенное нами сравнение измеренного положения переднего фронта спектра для ионов  $N^+$ , рассеянных на атомах Sb, с расчетной величиной  $KE_0$ , где  $E_0$  — энергия ионов,  $K$  — кинематический коэффициент, определяемый формулой (1), показало, что имеет место некоторая дополнительная потеря энергии на неупругие процессы. Для всех полученных спектров было измерено отношение положения середины переднего фронта к ожидаемой при отсутствии неупругих процессов величине  $KE_0$ , т.е. отношение  $K'/K$ . Для пленки с примесью сурьмы оно составляло примерно 0.995, т.е. было почти на грани обнаружения эффекта. Поэтому неупругая потеря энергии приводит к незначительному сдвигу сигналов обратного рассеяния в сторону малых энергий, т.е. не вызывает ошибок в определении сечения торможения и

практически не влияет на точность определения толщины и положения слоев тяжелой примеси методом ОРТИ.

Таким образом, в случае исследования методом ОРТИ распределения тяжелых примесей ионами  $N^+$ , влияние неупругих потерь энергии на спектр невелико, но при использовании более тяжелых ионов анализ роли неупругих процессов может оказаться необходимым.

## Заключение

Для диагностики тяжелых примесей в пленках нанометровой толщины методом обратного рассеяния тяжелых ионов был предложен и реализован способ измерения полного сечения торможения таких ионов. На установке [4] была измерена зависимость полного сечения торможения ионов азота средних энергий (50–230 keV) в важнейшем материале микроэлектроники — кремнии. Полученная зависимость при энергии от 150 keV и выше близка к данным баз MSTAR и SRIM-2003, а при меньших значениях занимает промежуточное положение. Полученные нами результаты согласуются с обнаруженным ранее в работах [24,25] фактом, что существующая теория расчета ядерного торможения [9] дает для торможения ионов  $N^+$  в кремнии и в ряде других металлов и полупроводников завышенные результаты.

Оценки вклада неупругих процессов, связанных с возбуждением внутренних оболочек, в величину потери энергии ионами при рассеянии на большие углы показали, что для ионов азота как при определении сечения торможения, так и при исследовании состава и положения тяжелых примесей методом ОРТИ влиянием неупругих процессов можно пренебречь.

Авторы выражают признательность Г.Н. Огурцову за полезные обсуждения.

Работа проводилась при содействии Центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“.

## Список литературы

- [1] Huttner D., Gunter U., Meyer D., Reiner D., Linker G. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 2863.
- [2] Афросимов В.В., Дзюба Г.О., Ильин Р.Н., Панов М.Н., Сахаров В.И., Серенков И.Т., Ганза Е.А. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 12. С. 76.
- [3] Doule B.L., Knapp J.A., Buller D.L. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. B 42. P. 295.
- [4] Braunstein G., Duffy M., Maina S., Tonner B., Banks J.C. // Nucl. Instr. Meth. 2004. Vol. B 219–220. P. 358.
- [5] Денисов Д.В., Серенков И.Т., Сахаров В.И., Цирлин Г.Э., Устинов В.М. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 11. С. 2090.
- [6] Paul H., Schinner A. // Nucl. Instr. Meth. 2003. Vol. B 209. P. 252.
- [7] Ziegler J.F. // Nucl. Instr. Meth. 2004. Vol. B 219–220. P. 1027.
- [8] Ziegler J.F. (<http://www.srim.org/>)
- [9] Ziegler J.F., Biersack J., Littmark U. The Stopping and Ranges of Ions in Matter. Oxford: Pergamon Press, 1985.

- [10] Paul H., Schinner A. // At. Data Nucl. Data Tables. 2003. Vol. 85. P. 377.
- [11] Paul H., Schinner A. // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. B 179. P. 299.
- [12] Paul H., Schinner A. // Nucl. Instr. Meth. 2002. Vol. B 195. P. 166.
- [13] Paul H. (<http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/>)
- [14] Bauer P. // Nucl. Instr. Meth. 1976. Vol. B 27. P. 301.
- [15] Афросимов В.В., Ильин Р.Н., Карманенко С.Ф., Сахаров В.И., Серенков И.Т. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 11. С. 2030.
- [16] Bauer P., Semraa D., Mertens P. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. B 12. P. 56.
- [17] Lennard W.N., Geissel H. // Nucl. Instr. Meth. 1987. Vol. B 27. P. 338.
- [18] Niemann D., Ronac G., Kalbitzer S. // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. B 118. P. 11.
- [19] Sigmund P., Winterbon K.B. // Nucl. Instr. Meth. 1974. Vol. B 119. P. 541.
- [20] Afrosimov V.V., Il'in R.N., Karmanenko S.F., Malkov A.A., Sakharov V.I., Serenkov I.T. // Thin Solid Films. 2005. Vol. 492. P. 146.
- [21] Афросимов В.В., Ильин Р.Н., Карманенко С.Ф., Сахаров В.И., Семенов А.А., Серенков И.Т., Яновский Д.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 4. С. 588.
- [22] Janni J.F. // At. Data Nucl. Data Tables. 1982. Vol. 27. P. 341.
- [23] Yang Q., O Connor D.J. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. B 61. P. 149.
- [24] Grahmann H., Kalbitzer S. // Nucl. Instr. Meth. 1976. Vol. 132. P. 119.
- [25] Kalbitzer S., Oetzmann H., Grahmann H., Feuerstein A. // Z. Phys. A. 1976. Bd 278. S. 223.
- [26] Santry D.C., Werner R.D. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. B 53. P. 7.
- [27] Semrad D., Bauer P. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. B 12. P. 24.