

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРИМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЯДЕРНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ\*

*В. Рудольф, К. Бауэр*

Центральный институт физических исследований, Россендорф, ГДР

Применение ядерных резонансных реакций и процессов резонансного рассеяния для приповерхностного анализа твердых тел продемонстрировано на обширном круге примеров — от технологии производства полупроводниковых электронных приборов до исследования геологических и археологических образцов. Современные тенденции в этой области связаны с применением различных методов (анализ мгновенных ядерных реакций, рентгеноспектральный анализ ионным возбуждением, ядерная спектрометрия резерфордовского обратного рассеяния и др.), дополняющих друг друга одновременно с улучшением аналитических возможностей (чувствительность, поверхностное разрешение и разрешение по глубине). Особая роль в этом направлении отводится развитию ионных микропучков.

The application of nuclear resonance reactions and resonance scattering processes for the near surface analysis of solids is demonstrated on an extensive compilation of examples ranging from special technological problems of semiconductor electronic device production up to the investigation of geological and archeological samples. Modern trends in this field are connected with the combined usage of different analytical methods (PNRA, IXE, NBS etc.) as well as with the improvement of the analytical capabilities (sensitivity, lateral and depth resolution). The development of ion microbeams is of special interest in this direction.

## ВВЕДЕНИЕ

Ядерно-физические методы анализа представляют несомненную важность при определении малых количеств атомов или атомных ядер. Активационный анализ с помощью нейтронов,  $\gamma$ -квантов или заряженных частиц может особенно эффективно использоваться при измерении следов примесей в объеме образца. С другой стороны, мгновенный радиационный анализ имеет специфические преимущества при исследовании приповерхностных областей твердых тел.

При бомбардировке твердого тела легкими ионами с энергиями в мегаэлектрон-вольтовой области мишень испускает (в процессе облучения) рентгеновское, ядерное излучение (заряженные частицы, нейтроны и  $\gamma$ -кванты) и частицы, упруго или неупруго рассеивающиеся на ядрах субстрата.

Эти мгновенные излучения являются характеристическими для испускающих их атомов или атомных ядер и составляют основу ана-

\* Пер. с англ. М. В. Фронтасевой.

литических методов, хорошо известных в настоящее время как ИРСА (рентгеноспектральный анализ ионным возбуждением), РОР (ядерная спектрометрия Резерфордского обратного рассеяния) и анализ мгновенных ядерных реакций [1]. Используя эти методы, можно получить информацию о полном содержании и распределении по глубине ряда элементов или изотопов в приповерхностной области твердых тел. При использовании техники каналирования можно также определять локализацию инородных атомов в решетке простых кристаллических материалов. Эти методы, следовательно, подходят при изучении явлений диффузии, механизмов роста тонких слоев и загрязнения приповерхностных областей твердых тел в зависимости от обработки субстрата. Такие исследования представляют фундаментальный интерес в физике твердого тела, металлургии и электрохимии так же, как и в других областях, где имеют место поверхностные реакции и процессы атомного обмена.

Нас интересует применение анализа мгновенных ядерных реакций. Однако рассеянные частицы и возникшее под воздействием ионов рентгеновское излучение также дают вклад в спектры заряженных частиц и фотонов, испускаемых мишенью. Анализ мгновенных ядерных реакций, ИРСА и РОР возможно применять, используя практически то же экспериментальное оборудование, несколько изменив лишь условия измерений. Эти методы дополняют друг друга, и их общее или даже одновременное использование часто приводит к получению более всесторонней и детальной информации, относящейся к приповерхностной области исследуемого субстрата.

Эмиссия рентгеновского излучения может быть инициирована различными ионами. По характеристическому рентгеновскому излучению идентифицируются излучающие его атомы. Для легких налетающих ионов интенсивности рентгеновского излучения хорошо описываются моделью прямой ионизации с учетом некоторых поправок на сечения. При использовании полупроводниковых детекторов можно получать хорошее разрешение по элементам и одновременно определять инородные атомы большого круга элементов [2, 3]. Конечно, эмиссия рентгеновского излучения при ионном возбуждении не является процессом ядерного взаимодействия. В дальнейшем этот метод рассматриваться не будет.

Ядерная спектрометрия Резерфордского обратного рассеяния используется главным образом для детектирования и определения профиля концентрации более тяжелых атомов по глубине в субстрате, состоящем из более легких атомов, и для анализа этих распределений в простых кристаллах. Для налетающих ионов He с энергиями  $E \leq 2$  МэВ процесс взаимодействия является в основном чисто кулоновским рассеянием, и интенсивности рассеянных ионов хорошо описываются сечением Резерфорда [4]. И, наоборот, для малоэнергетичных протонов так же, как и для более высокоэнергетичных ионов He, ядерный потенциал дает существенный вклад в процесс рассеяния, а сечение может иметь резонансное поведение [4].

Анализ мгновенных ядерных реакций хорошо подходит для определения легких элементов в матрице более тяжелых элементов. Но, в отличие от эмиссии рентгеновского излучения при ионном возбуждении и резерфордского рассеяния, общее теоретическое описание энергий ядерного излучения и сечений невозможно, и в аналитических приложениях должна использоваться экспериментальная информация об этих величинах. В анализе мгновенных ядерных реакций в качестве налетающих ионов применяются в основном протоны и дейтроны. Для этих налетающих частиц кулоновский барьер относительно низок. В этом случае большие сечения для легких ядер получаются уже при малых энергиях налетающих частиц. Для тяжелых ядер мишени и низких энергий налетающих частиц сечения очень малы, и, следовательно, для тяжелых матричных элементов наблюдается малая интенсивность фона. Реакции, вызываемые ионами  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  или тритонами ( ${}^3\text{H}$ ), вообще требуют более высокой энергии бомбардировки или специально оборудованных ускорителей соответственно. В дальнейшем мы ограничимся, главным образом, налетающими протонами и дейтронами и регистрируемыми заряженными конечными частицами и  $\gamma$ -квантами. Если реакция вызывается налетающими частицами с резонансной энергией, то наблюдаются хорошо определяемые переходы групп частиц и  $\gamma$ -квантов, связанных с уровнями конечного ядра. При этом поведение двух изотопов одного и того же элемента совершенно различно. При низких энергиях падающих частиц, которые здесь рассматриваются, во многих случаях определенные реакции энергетически возможны только для одного из изотопов, другой же игнорируется, какой бы ни была его концентрация. На этой основе в связи с мгновенными ядерными реакциями была развита специальная техника для определения следов элементов с использованием обогащенных стабильных изотопов [5].

Интенсивности составляющих мгновенного излучения сильно варьируют в зависимости от энергии падающих ионов. Более того, переходы различных частиц или  $\gamma$ -квантов показывают различные энергетические зависимости. Особенно сильные вариации интенсивности и очень узкие резонансы наблюдаются для многих ядерных реакций под воздействием протонов и для процессов рассеяния. В этих случаях реакции протекают через образование и распад высоковозбужденного ядра. В прямых реакциях наблюдается значительно более слабая энергетическая зависимость. Однако многие экспериментальные результаты прекрасно объясняются, если предположить, что в механизм реакций дают вклад оба рассмотренных случая. В ядерных процессах, вызванных низкоэнергетичными протонами и дейтронами, преобладает главным образом механизм составного ядра, приводящий к появлению более или менее узких резонансов. Иногда они налагаются на более широкие структуры сечений. Следовательно, мы также включаем в наше рассмотрение резонансные реакции и процессы, которые характеризуются такими более широ-

кими структурами сечений. Наше приближение отличается от сделанного авторами [6], которые ограничивают эту область до резонансов шириной несколько килоэлектрон-вольт или меньше.

Физики-ядерщики, использовавшие эти энергетичные ионы в области фундаментальных исследований, с самого начала прекрасно представляли себе аналитическую мощь этих методов. Они применяли рассеяние ионов и ядерные реакции для определения толщин мишеней, загрязнений в тонких слоях и образования дефектов в мишени во время облучения, т. е. параметров, влияющих на экспериментальные результаты и их теоретическую интерпретацию [7]. Однако широкое и эффективное использование этих аналитических методов началось с появлением твердотельных детекторов частиц и возможностью регистрации фотонов [8, 9]. Эти приборы давали хорошее энергетическое разрешение, хорошую линейность, быстрый отклик и возможность одновременного детектирования фотонов в широкой энергетической области. В электронике появилось и другое важное усовершенствование для сбора данных и их обработки. В комплексе с твердотельными детекторами, многоканальными анализирующими устройствами и мини-ЭВМ ускорители превратились в быстрые и эффективные аналитические инструменты [1, 2, 5].

Сегодня рассеяние ионов и мгновенные ядерные реакции широко используются для исследования приповерхностных областей, а также глубин образцов свыше нескольких микрон. Информация, получаемая на глубине образца, основывается на потере энергии заряженных частиц [падающих ионов и (или) заряженных конечных частиц] в веществе, и поэтому отпадает необходимость использования метода послойного удаления. С другой стороны, эти методы не являются абсолютно неdestructивными, так как бомбардировка ионами вызывает дефекты и привносит новые атомы, однако все эти изменения в субстрате концентрируются главным образом в конце пробега иона.

Анализ мгновенных ядерных реакций и ядерная спектрометрия резерфордского обратного рассеяния не являются такими чувствительными методами для анализа именно поверхностей, как, например, спектроскопия оже-электронов и масс-спектрометрия вторичных ионов, но они применимы для глубин вплоть до нескольких сотен нанометров или даже до нескольких микрометров в особых случаях. Разделение вклада поверхностной и глубинной составляющих в измеряемый сигнал (радиационный выход ядер определенного типа) возможно лишь в пределах, задаваемых разрешением по глубине. В благоприятных случаях значения до 10 нм или даже меньше достижимы для рассеяния и анализа с помощью ядерных реакций. Кроме того, экспериментальные результаты не зависят от химического состояния и на них не влияют эффекты связи, обеспечивающие стабильность образца в вакууме и при бомбардировке частицами. Следовательно, эти методы позволяют получать полное содержание искоемых атомов или атомных ядер в приповерхностной области в то время,

как инфракрасная спектроскопия (ИКС) дает информацию об атомах именно в связанных состояниях.

Ядерные резонансные реакции и процессы резонансного рассеяния являются аналитическими инструментами, которые дополняют и расширяют круг других аналитических методов.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**1. Требования, предъявляемые к ионным пучкам и управлению ионными пучками.** На рис. 1 представлен общий вид типичной экспериментальной установки. Далее мы ограничимся рассмотрением основных требований, предъявляемых к ионному пучку и элементам управления пучком, рассмотрим камеру для мишени, детектирование

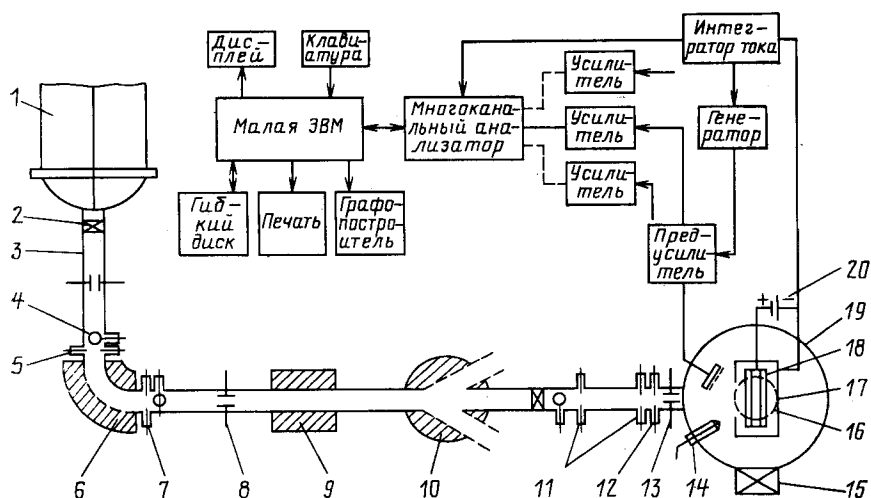


Рис. 1. Схема типичной экспериментальной установки, включающей систему управления пучком, камеру для мишени и электронные приборы:

1 — ускоритель ионів; 2 — вентиль; 3 — вакуумная трубка; 4 — кварцевый экран; 5 — входной коллиматор; 6 — анализирующий магнит; 7 — коллиматор; 8 — управляющие пластины; 9 — магнитные квадрупольные линзы; 10 — отключающий раздаточный магнит; 11 — коллиматоры, диафрагмы; 12 — антирассеивающая диафрагма; 13 — задержка электронов; 14 — источник напыления; 15 — вакуумный шлюз для мишени; 16 — детектор  $\gamma$ -квантов; 17 — экран задержки вторичных электронов; 18 — многопозиционный держатель мишеней; 19 — камера для мишени; 20 — напряжение задержки электронов

и систему обработки данных. Мы не будем останавливаться на образовании и ускорении ионів и устройствах стабилизации энергии. По всем этим вопросам мы отсылаем к работам Амсея и др. [5] и Лангли [10] и к приведенным там ссылкам.

Проходя через вакуумную трубку, ускоренные ионы попадают в магнитный анализатор, где происходит сепарация и выделение нужных ионів. Выделенный пучок затем коллимируется и направляется на мишень. С помощью специальных детекторов испускаемое

мишенью излучение измеряется, проводится анализ по энергии, и события накапливаются в соответствующем накопительном модуле. Малая ЭВМ, включенная в схему, может использоваться для контроля пучка, автоматической вариации энергии и анализа измеряемых спектров. Последний этап включает в себя выделение фона и определение энергии и интенсивности излучения.

Вообще, для метода резонансных реакций требуется ионный пучок высокой стабильности по энергии и положению пятна пучка на мишени. При определении распределений по глубине с помощью узких резонансов разброс пучка по энергии может давать главный вклад в полный разброс по энергии на поверхности мишени и может, следовательно, ухудшать разрешение по глубине. Кроме того, энергия ионов должна меняться в пределах заданной области так, чтобы можно было воспроизводить резонансные энергии. В большинстве случаев в ионном источнике могут использоваться различные газы и, таким образом, могут получаться и ускоряться различные ионы.

Обычно вариация энергии достигается варьированием магнитного поля анализирующего магнита и использованием автоматической настройки энергии с тем, чтобы селективные падающие частицы могли проходить через магнитный анализатор. Амсель с сотр. [5] описывают автоматическую сканирующую по энергии систему, которая базируется на использовании специальных отклоняющих пластин до и после анализирующего магнита. Система позволяет проводить сканирование по энергии при фиксированных напряженностях магнитного поля анализатора, при этом устраняется влияние явления гистерезиса.

При мгновенном радиационном анализе токи пучка обычно составляют от нескольких наноампер до микроампер, что зависит, главным образом, от выхода реакций и стабильности мишени. Площадь пятна пучка на мишени равна  $1 \text{ мм}^2$ . Используя специальные коллиматоры и прецизионную систему формирования пучков для измерения распределений на поверхности [11, 12], были получены микропучки с размером пятна пучка на мишени до  $1 \text{ мкм}$ . Кроме анализирующего магнита, квадрупольных линз и коллимирующих устройств, система управления включает в себя отклоняющие пластины для центрирования пучка и специальные антирассеивающие диафрагмы для подавления гало пучка. Если измерение закончено, срабатывает прерыватель пучка, и пучок не попадает на мишень. Необходимо отметить, что коллиматоры, находящиеся в непосредственной близости от мишени, могут сами по себе являться источником фона, особенно в случае гамма-спектрометрии.

**2. Камера для мишени.** Интенсивности излучения определяются относительно числа падающих на мишень частиц во время измерения. Если камера для мишени хорошо заизолирована, она может использоваться как цилиндр Фарадея, а флюенс на образце будет определяться интегрированием тока пучка. В случае неизбежных электри-

ческих контактов камеры с другими частями оборудования, такими, как насосы и другие периферийные устройства, ионный заряд, накапливаемый в процессе измерений, определяется интегрированием тока на изолированном держателе мишени, который окружен веществом, эффективно подавляющим вторичные электроны. Ценные замечания для точных измерений флюенса даны в работе Лангли [10].

В камере для мишени размещены многопозиционный держатель для мишеней, ловушка с охлаждающим жидким азотом, а также детекторы заряженных частиц. Мишень может устанавливаться относительно пятна пучка извне. Во избежание проникновения воздуха полностью подготовленный держатель образцов быстро меняется через вакуумный шлюз. Анализ обычно проводится при углах падения пучка  $\theta_1 = 45$  или  $0^\circ$  относительно нормали к мишени. Сведение к скользящим соударениям ( $\theta_1 \approx 70 \div 80^\circ$ ) приводит к улучшению разрешения по глубине и чувствительности при анализе тонкого поверхностного слоя. В связи с этим могут возникать проблемы из-за шероховатости поверхности образцов.

Загрязнения, накапливающиеся на поверхности мишени во время процесса облучения, могут сильно влиять на аналитические результаты и особенно сказываться на пределах чувствительности для ряда элементов. Поэтому при конструировании камеры должны приниматься меры предосторожности для исключения источников загрязнений. Кроме того, должно применяться охлаждение жидким азотом для уменьшения давления паров углеводорода в окружении мишени. На практике наиболее приемлемые камеры для мишени созданы на основе сверхвысокой вакуумной техники с использованием беспрепеллерных насосов. Измерения проводятся при давлении порядка  $10^{-4} - 10^{-6}$  Па. В особых случаях эти камеры могут нагреваться до  $400^\circ\text{C}$ . Важными усовершенствованиями установки являются охлаждение и нагрев мишени для специальных исследований и устройство для процедуры очистки.

**3. Система детектирования.** Спектры частиц обычно получают с помощью устанавливаемых под большими углами поверхностных барьерных кремниевых детекторов. Детекторы выбирают в зависимости от целей анализа [5, 10]. В лучшем случае вокруг образца устанавливают несколько детекторов одновременно. При использовании ядерных реакций дополнительные поглотители перед детекторами часто не в состоянии подавить упруго рассеивающиеся налетающие ионы. Нужно, чтобы различные поглотители могли меняться извне.

При измерении  $\gamma$ -квантов детекторы могут помещаться вне камеры. Гамма-излучение может проходить через относительно толстые алюминиевые окна. Конечно, для низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов должны приниматься во внимание эффекты поглощения. В большинстве случаев Ge (Li)-детекторы с высокой разрешающей способностью используются на малых расстояниях от мишени для обеспечения высокого выхода  $\gamma$ -квантов и хороших чувствительностей детектиро-

вания. Если хорошее энергетическое разрешение не требуется, то более предпочтительными являются детекторы большого объема с высокой эффективностью, выполненные на основе NaI. Для анализа  $\gamma$ -квантов очень малых энергий должны использоваться детекторы на основе сверхчистого германия с высоким энергетическим разрешением ( $\Delta E \leq 500$  эВ для 100 кэВ). Во избежание эффектов сильного поглощения эти детекторы соединяют непосредственно с камерой для мишени или используют камеру с очень тонкими окнами. Эффективность германиевых детекторов высокого разрешения сильно зависит от энергии  $\gamma$ -квантов и должна определяться экспериментально, если необходимо проведение абсолютных измерений. В большинстве случаев измерения с высокой точностью можно проводить, используя эталонные мишени, толщина которых хорошо известна.

В соответствии с общепринятой схемой прохождения сигнала (см.рис.1) усиленные импульсы напряжения анализируются аналого-цифровыми конверторами и затем попадают в многоканальную память. Обе величины интегрируются в многоканальном анализаторе. Спектры могут записываться на магнитные ленты или гибкие диски. Для анализа спектров, контроля пучка, автоматического изменения энергии, так же как и для установки мишеней, используется малая ЭВМ, входящая в состав промышленной анализирующей установки. Для получения достоверных спектров эффекты наложения устраняются путем ограничения скорости счета либо с помощью использования режекции наложений. К тому же должна вводиться поправка на мертвое время детектирования. Обычно это осуществляется автоматически — на усилитель подается тестовый импульс, регистрируемый интегратором тока.

**4. Стабильность мишеней.** Во время бомбардировки ионами образец получает довольно большую энергию, что приводит к нагреву мишени. Затем разрыв химических связей при каскаде соударений, инициированных падающими ионами, может приводить к образованию летучих компонентов. Оба эффекта могут влиять на состав мишени, особенно в приповерхностной области. Следовательно, ток пучка и плотность тока пучка должны выбираться таким образом, чтобы гарантировалась стабильность мишени.

Эффектов образования зарядов на поверхности изолятора можно избежать с помощью тонких проводящих пленок, напыляемых на субстрат. Другой способ — применение внешнего ионного пучка для исследования биологических образцов, содержащих большое число летучих компонентов [13]. В этом случае пучок пропускается через тонкую фольгу в зависимости от аналитической задачи. Из-за эффектов разброса по энергии в этой фольге указанная процедура не применима для определения профилей по глубине с помощью резонансных реакций.



## 2. ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО АНАЛИЗА

1. Спектры и функции выхода. Спектры излучения, измеренные при фиксированных энергиях падающих частиц, так же как и функции выхода, используются для анализа приповерхностных областей твердых тел. Кривая выхода представляет собой интенсивность определенной радиационной компоненты в зависимости от энергии падающих частиц. Рассмотрим несколько экспериментальных спектров и функций выхода, полученных в реакциях под воздействием протонов и дейтронов.

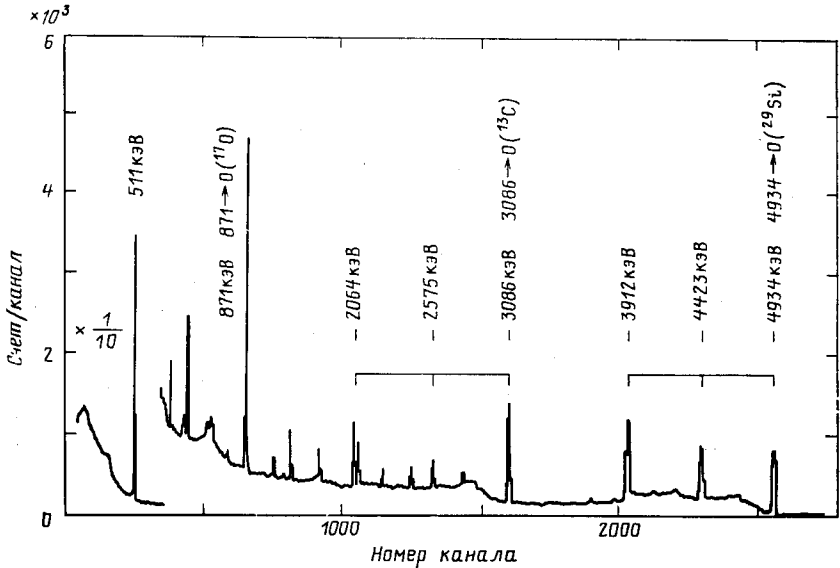


Рис. 2. Спектр  $\gamma$ -излучения, полученный с помощью толстой кремниевой мишени, которая облучалась дейтронами с энергией 0,93 МэВ [72]

На рис. 2 представлен спектр  $\gamma$ -излучения из толстой кремниевой мишени, облученной дейтронами с энергией 0,93 МэВ. Мишень была покрыта оксидной пленкой с добавкой углерода. Наблюдается сложный спектр  $\gamma$ -излучения. Большинство  $\gamma$ -линий вызвано распадом возбужденного ядра  $^{29}\text{Si}$ , образовавшегося в реакции  $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ . Так, энергия перехода  $E_\gamma = 4,934$  МэВ, отмеченная на рис. 2, соответствует распаду уровня с энергией  $E_x = 4,934$  МэВ ядра  $^{29}\text{Si}$ . Наличие примесей кислорода и углерода приводит к  $\gamma$ -переходам с энергией  $E_\gamma$ , равной 0,871 и 3,086 МэВ, возникающим в реакциях  $^{16}\text{O}(d, p\gamma)^{17}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}(d, p\gamma)^{13}\text{C}$  соответственно, что также отмечено на рис. 2.

Для сравнения на рис. 3 приведены спектры из мишени кремния, бомбардируемой дейтронами с энергией 0,93 и 0,75 МэВ соответственно. Для подавления упруго рассеивающихся падающих частиц

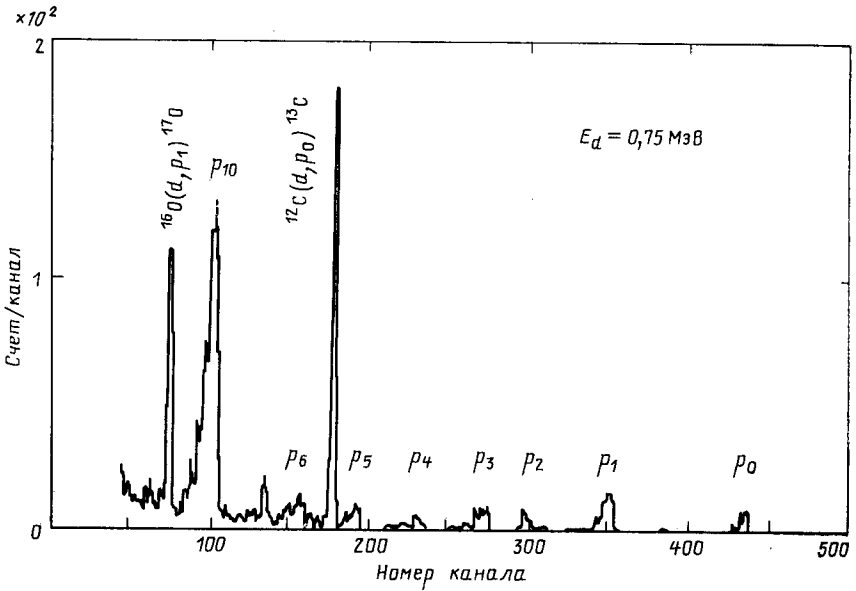
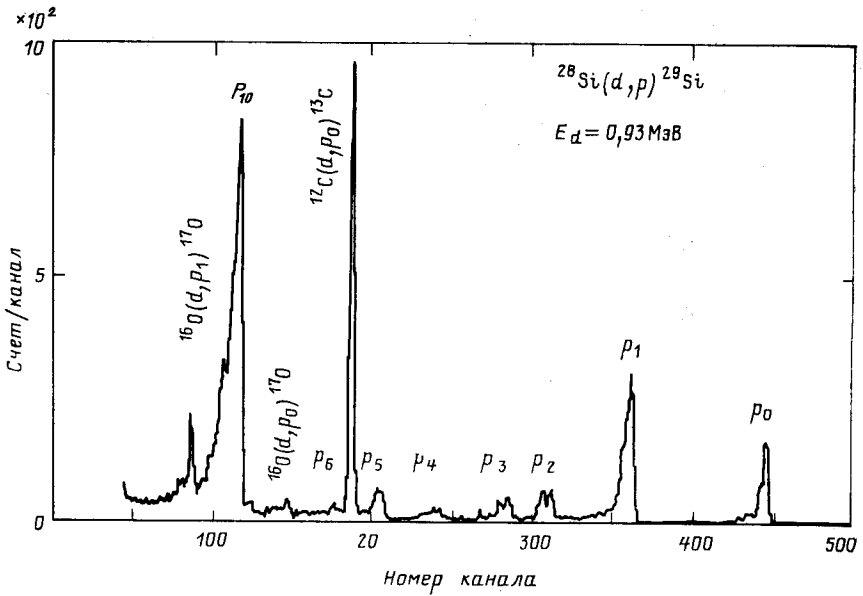


Рис. 3. Спектр протонов, испущенных толстой кремниевой мишенью при бомбардировке дейтронами с энергиями 0,93 и 0,75 МэВ [реакция  $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ ]

использовали дополнительный поглотитель из майлара толщиной 11 мкм. На рис. 3 показано несколько протонных групп, образовавшихся в реакции  $^{28}\text{Si}(d, p)^{28}\text{Si}$ . Здесь группа  $p_{10}$  соответствует состоянию  $^{28}\text{Si}$  с энергией 4,934 МэВ, которое приводит к интенсивному  $\gamma$ -переходу, показанному на рис. 2. Примеси углерода и кислорода на поверхности проявляют себя в относительно узких группах частиц, вызванных реакциями  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  соответственно. Напротив, толстый кремниевый субстрат дает более широкие группы

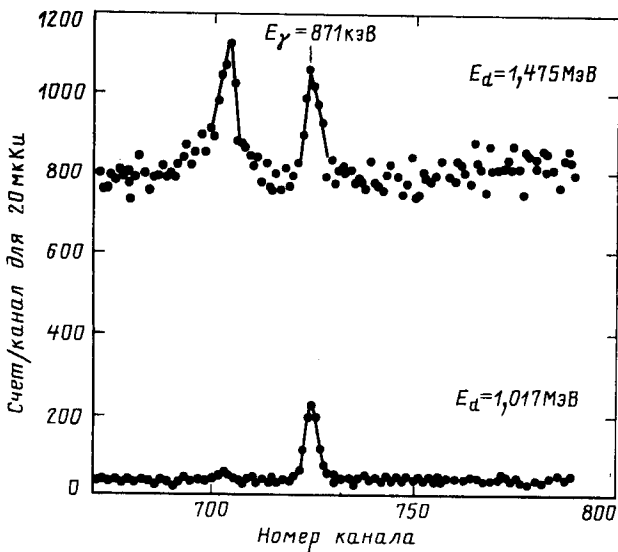
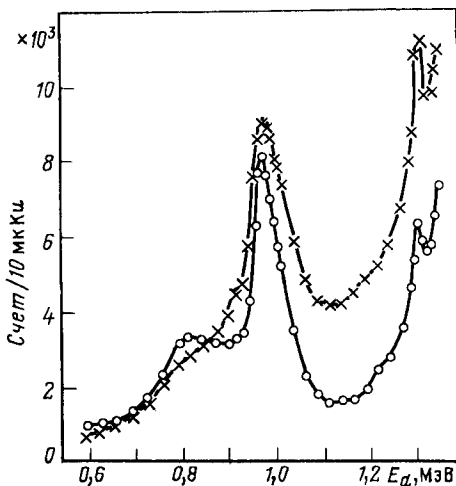


Рис. 4. Спектр  $\gamma$ -квантов, вызванный облучением толстой кремниевой мишени дейтронами с энергиями 1,475 и 1,017 МэВ соответственно. Пик  $\gamma$ -квантов с энергией 871 кэВ благодаря реакции  $^{16}\text{O}(d, p\gamma)^{17}\text{O}$  возникает из поверхностного слоя природной окиси [72]

частиц, какие могут наблюдаться, особенно в случае  $p_{10}$ -группы. Это уширение появляется из-за замедления падающих и конечных частиц, благодаря энергетической зависимости сечений для различных конечных состояний  $^{28}\text{Si}$ . Сравнение спектров, измеренных при энергии  $E_d$ , равной 0,93 и 0,75 МэВ, показывает, что интенсивности излучения сильно зависят от энергии падающих частиц. При более низкой энергии падающих частиц в области пиков кислорода и углерода фон уменьшен и могут быть получены лучшие пределы детектирования. То же самое справедливо при детектировании  $\gamma$ -квантов. На рис. 4 приведены части спектра  $\gamma$ -излучения, измеренного на толстой кремниевой мишени при энергии  $E_d$ , равной 1,475 и 1,017 МэВ соответственно. Показана только энергетическая область вблизи пика  $\gamma$ -квантов с энергией 871 кэВ из реакции  $^{16}\text{O}(d, p\gamma)^{17}\text{O}$ . При более

Рис. 5. Функции выхода для реакций  $^{16}\text{O}(d, p_1)$ ,  $\theta = 90^\circ$  ( $\circ$ ) и  $^{16}\text{O}(d, p\gamma)$ ,  $\theta = 150^\circ$  ( $\times$ ).  $\gamma$ -Излучение измерялось Ge (Li)-детектором объемом  $40 \text{ см}^3$  на расстоянии  $40 \text{ мм}$  от мишени ( $80 \text{ нм Ta}_2\text{O}_5$  на Ta). Телесный угол детектора частиц составлял  $9 \text{ мр}$



низкой энергии падающих частиц фон сильно уменьшен, в то время как интенсивность пика кислорода уменьшилась не намного.

Фон сильно зависит от материала субстрата. Для тяжелых ядер мишени и при низких энергиях падающих частиц ядерные реакции имеют очень малый выход из-за высокого кулоновского барьера. Следовательно, ядерные реакции хорошо подходят для определения легких атомов в тяжелой матрице.

Как уже отмечалось, выход реакции для определяемого ядра зависит также от энергии падающих частиц. В качестве примера на рис. 5 приведены кривые выхода  $^{16}\text{O}(d, p_1)$   $^{17}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}(d, p\gamma)$   $^{17}\text{O}$  реакций соответственно для области энергий дейтронов  $E_d = 0,6 \div 1,35 \text{ МэВ}$ . Обе кривые измерены одновременно с использованием кремниевого поверхностного барьерного и Ge (Li)-детекторов, а измерения были проведены при углах детектирования  $\theta$ , равных  $150^\circ$  и  $90^\circ$ . Из сравнения функций выхода и спектров частиц на рис. 3 очевидно, что условия детектирования для кислорода на кремнии более предпочтительны при  $E_d = 0,75 \text{ МэВ}$ , чем при более высокой энергии дейтрона  $E_d = 0,93 \text{ МэВ}$ , несмотря на много больший радиационный выход. При выборе оптимальных условий должны приниматься во внимание как фон, возникающий при реакциях на ядрах субстрата, так и выход реакции для интересующего ядра, зависящий от энергии.

В рассматриваемых здесь реакциях, вызванных дейтронами, наблюдаются относительно широкие структуры сечений. Напротив, реакции, вызванные протонами, часто характеризуются значительно более сильной энергетической зависимостью радиационных выходов. На рис. 6 в качестве примера приведены функции выхода, полученные при бомбардировке протонами тонкой  $\text{CaF}_2$ -мишени. Реакции  $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)$   $^{19}\text{F}$  и  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$   $^{16}\text{O}$  приводят к появлению низкоэнергетичных ( $E_\gamma = 110; 197 \text{ кэВ}$ ) и высокоэнергетичных ( $E_\gamma = 6,13 \div 7,15 \text{ МэВ}$ )  $\gamma$ -квантов. Их интенсивности были измерены под углом  $90^\circ$  относительно направления пучка с использованием Ge (Li)-детектора большого объема ( $80 \text{ см}^3$ ). Для  $E_\gamma$ , равной  $110$  и  $197 \text{ кэВ}$

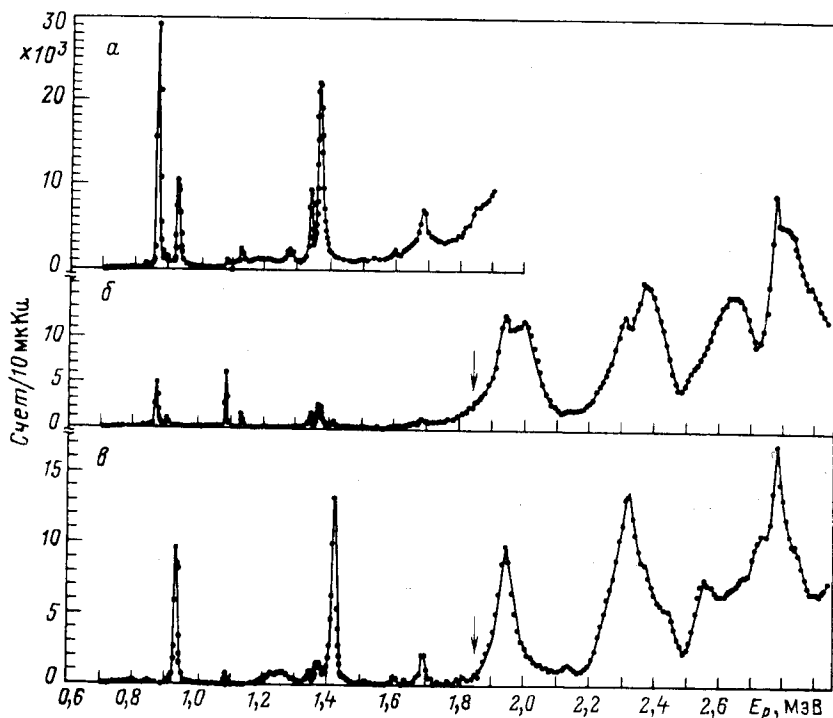


Рис. 6. Функции выхода  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  и  $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$  для различных  $\gamma$ -переходов, измеренные на мишени  $\text{CaF}_2$  толщиной 20 нм с помощью Ge (Li)-детектора [36]:

$a$  -  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ ,  $E_\gamma = 3 \div 7,2$  МэВ;  $\delta$  -  $^{19}\text{F}(p, p'_2\gamma)$ ,  $E_\gamma = 197$  кэВ;  $\epsilon$  -  $^{19}\text{F}(p, p'_1\gamma)$ ,  $E_\gamma = 110$  кэВ

представлены результирующие интенсивности, в то время как для  $(p, \alpha\gamma)$ -реакции приведен интегральный выход в широком энергетическом окне  $E_\gamma = 3 \div 7,5$  МэВ. Для  $E_p \leq 1,5$  МэВ наблюдаются более или менее узкие изолированные резонансы. При более высоких энергиях падающих частиц резонансы уширяются и перекрываются. Один и тот же резонанс дает очень различные выходы для нескольких  $\gamma$ -переходов.

Как показано, радиационные выходы сильно зависят от энергии падающих ионов и от выбранной радиационной компоненты, которая соответствует определенной реакции и (или) состоянию конечного ядра. Далее мы кратко остановимся на нескольких основных аспектах, касающихся энергий излучения и интенсивностей и их зависимости от энергии падающей частицы и индивидуальности мишени. Для более детального ознакомления мы отсылаем к учебнику Деконинка [14].

2. Энергии излучения и интенсивности. Мы предполагаем, что падающий ион  $a$  с кинетической энергией  $E_a$  в лабораторной системе ударяется в ядро мишени  $A$ , которое, по предположению, покоится и находится в основном состоянии. Если  $E_a$  велика настолько, что падающая частица может преодолеть или проникнуть как через

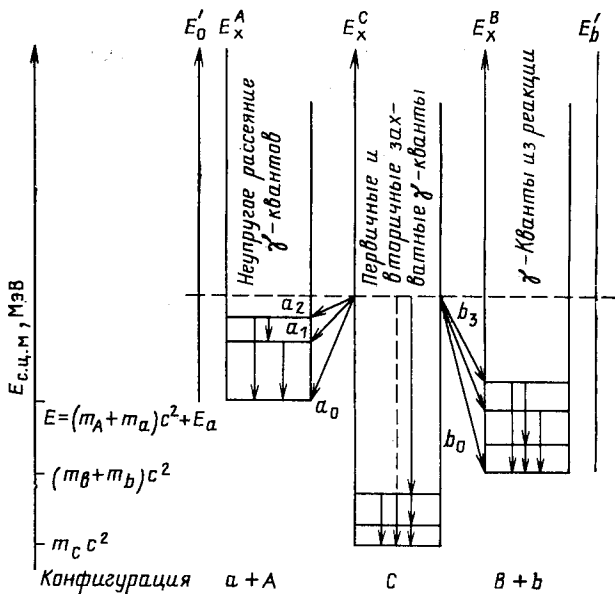


Рис. 7. Схема испускания частиц и  $\gamma$ -квантов в процессе распада компаунд-состояния

кулоновский, так и центробежный барьеры, то может быть образовано высоковозбужденное компаунд-ядро  $C^*$  с полной энергией  $E$  в системе центра масс (с.ц.м.):

$$E = E(C^*) = (m_A + m_a)c^2 + E'_a, \quad (1)$$

$$E'_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} E_a.$$

Здесь  $c$  — скорость света и  $m_i$  — ядерные массы соударяющихся партнеров. Это компаунд-состояние может распадаться с испусканием  $\gamma$ -квантов до более низких состояний того же самого ядра  $C$  или с испусканием частицы — до образования различных соседних ядер. Схема испускания  $\gamma$ -квантов приведена на рис. 7, где возможные конечные конфигурации характеризуются схемой уровней соответствующих тяжелых ядер и кинетическими энергиями  $E'$  соударяющихся партнеров в с.ц.м. Значения абсолютных энергий основного состояния различных конфигураций даны как энергии массы

покоя, они отмечены на оси энергии. В ядерных реакциях полная энергия сохраняется, и все переходы частиц и  $\gamma$ -квантов из компаунд-состояния на уровни ниже пунктирной горизонтальной линии, изображенной на рис. 7, разрешены энергетически. Следовательно, компаунд-состояние может распадаться путем:

i) вторичного испускания падающей частицы в результате упругого ( $E_x^A = 0$ ) или неупругого ( $E_x^A > 0$ ) процессов рассеяния;

ii) первичного испускания  $\gamma$ -квантов, приводящего к реакции захвата, характеризующей конечным ядром  $C$ ;

iii) испускания какой-либо конечной частицы  $b \neq a$ , образующей конечное ядро  $B \neq A$ . Эти процессы обычно принято называть взаимозаменяемыми соударениями [14]. Как показано на рис. 7, в большинстве случаев возможно несколько переходов на различные уровни того же конечного ядра. При этом возбужденные состояния отдают свою энергию при испускании  $\gamma$ -квантов, пока не будет достигнуто основное состояние. В соответствии с реакциями особого типа эти виды излучений названы неупругим рассеянием, захватом и реакциями  $\gamma$ -квантов. Нужно отметить, что уровень конечного ядра может быть заселен прямыми переходами из компаунд-состояния и (или) путем дополнительных  $\gamma$ -переходов из высоковозбужденных состояний конечного ядра.

Принимая во внимание механизм реакции, ядерная реакция для двух тел может быть написана следующим образом:



Здесь выделенная или поглощенная в реакции энергия характеризуется значением  $Q$ , которое определяется как

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b) c^2 - E_x^B = Q - E_x^B, \quad (3)$$

если остаточное ядро образовано в  $a$ -состоянии с энергией возбуждения  $E_x^B$ . Ядерные реакции могут быть экзотермическими ( $Q > 0$ ) или эндотермическими ( $Q < 0$ ). Для эндотермической реакции существует пороговая энергия, ниже которой реакция протекать не может [14].

Измерения излучений проведены в л.с.к., поэтому описание энергий излучения и интенсивностей должно проводиться в той же системе. Энергии  $\gamma$ -квантов соответствуют энергиям переходов или энергетическим расстояниям  $\Delta E = E_i - E_f$  начального и конечного состояний, между которыми происходят  $\gamma$ -переходы. Однако эффект отдачи и эффект Доплера приводят к небольшому расщеплению энергий, и измеренная энергия  $\gamma$ -квантов дается выражением [14]

$$E_\gamma = \left( \Delta E - \frac{\Delta E}{2mc^2} \right) \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \psi \right). \quad (4)$$

Здесь  $m$  и  $v$  — масса и скорость испускающего ядра, а угол детекторирования  $\psi$  взят относительно направления движения этого ядра. Для фиксированной геометрии эксперимента определяются фотоны из

конечных ядер с самыми различными направлениями отдачи. Это может проявляться в дополнительном доплеровском уширении  $\gamma$ -пиков.

Для первичных  $\gamma$ -квантов, испущенных при распаде компаунд-состояния, энергия перехода  $\Delta E$  зависит от энергии падающей частицы в соответствии с уравнением (1). Для всех других  $\gamma$ -квантов, испущенных после первичного испускания частицы или фотона, энергия перехода не зависит от энергии налетающей частицы. Напротив, энергия конечной частицы  $E_b$  в л.с.к. зависит от энергии падающей частицы  $E_a$ , угла наблюдения  $\theta$ , так же как и от значения реакции  $Q$  и масс соударяющихся партнеров до и после реакции. Закон сохранения энергии и момента приводит к

$$E_b = \frac{m_a m_b E_a}{(m_B + m_b)^2} \left\{ \cos \theta \pm \left[ \cos^2 \theta + \frac{m_B (m_B + m_b)}{m_a m_b} \left( \frac{Q}{E_a} + 1 - \frac{m_A}{m_B} \right) \right]^{1/2} \right\}^2. \quad (5)$$

Здесь угол  $\theta$  также взят в л.с.к. с учетом направления ионного пучка. Некоторые ограничения и следствия для  $E_b$ , вытекающие из уравнения (5), обсуждаются Деконнингом [14].

Энергии частиц  $E_b$  зависят от значений реакции  $Q$  и, следовательно, в соответствии с уравнением (3) от схемы уровней конечного ядра. Уравнение (5) включает случаи упругого и неупругого рассеяния ( $m_B = m_A, m_b = m_a, Q_0 = 0$ ) и захвата ( $m_b = 0, m_B = m_A + m_a, E_b = E_\gamma$ ).

Для областей малых энергий падающих частиц и ряда конечных состояний вместо уравнения (5) можно применить линейную аппроксимацию

$$E_b = K_{ab} E_a + k \quad (6)$$

для описания зависимости  $E_b$  от  $E_a$ . Эта аппроксимация приводит к простому представлению отношения энергии к глубине для конечных заряженных частиц в более толстых мишенях.

Для хорошо определенной энергии падающих частиц  $E_a$  и угла детектирования  $\theta$  уравнение (5) приводит к узким интервалам энергий частиц  $E_b$ . Однако предположение о хорошем знании энергии налетающих частиц может быть справедливо лишь для поверхности образца, но не внутри его. Благодаря процессам потери энергии, энергии внедренных в мишень ионов и конечных частиц, вылетающих с поверхности, зависят от глубины (рис. 8). Налетающие частицы ударяют поверхность мишени с энергией  $E_0$ . На глубине  $x$  конечные частицы с энергией  $E_b(x)$  генерируются ионами с энергией  $E_a(x)$ .

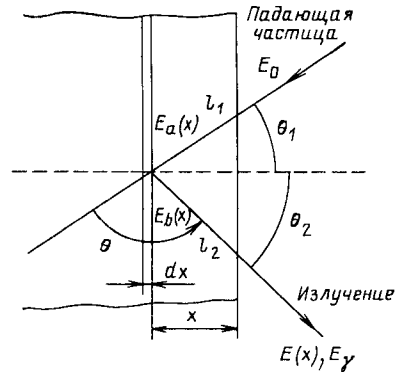


Рис. 8. Геометрия траекторий частиц в мишени. Ядерная реакция протекает на глубине  $x$ , вызывая потерю энергии налетающих частиц и заряженных продуктов реакции



Вдоль  $l_2 = x/\cos \theta_2$  конечные заряженные частицы снова теряют энергию и появляются с поверхности с энергией  $E(x)$ .

Для тонких слоев потери энергии  $\Delta E$  вдоль пути  $\Delta x$  могут быть аппроксимированы [14]:

$$\Delta E = NS(E) \Delta x, \quad (7)$$

где зависящее от энергии сечение  $S(E)$  обычно выражается в единицах эВ/( $10^{15}$  атом·см<sup>-2</sup>). Затем, атомная плотность атомов  $N$  должна быть выражена в  $10^{15}$  атом·см<sup>-3</sup>. Тормозная способность и соответствующий пересчет  $S(E)$  для отдельных элементов даны Зайглером [15]. В сложных материалах индивидуальные компоненты  $i$  дают вклад в потерю энергии в соответствии с их тормозными сечениями  $S_i(E)$  и атомными плотностями  $N_i$  (правило Брега):

$$\Delta E = \Delta x \sum_i N_i S_i(E) \equiv \Delta x N_M S_M(E). \quad (8)$$

Здесь  $N_M$  — полная атомная плотность материала субстрата и  $S_M(E)$  — усредненное тормозное сечение [15].

Принимая во внимание геометрические условия (см. рис. 8) и выражая потери энергии через сечения торможения [см. уравнение (7)], отношение энергии к глубине для конечных заряженных частиц можно представить в следующем виде:

$$E(x=0) - E(x) = N(x) \left\{ \frac{K_{ab} S_a(\bar{E}_a)}{\cos \theta_1} + \frac{S_b(\bar{E}_b)}{\cos \theta_2} \right\}. \quad (9)$$

Здесь тормозные сечения  $S_a$  и  $S_b$  соответствуют начальной и конечной частицам соответственно. Средние энергии  $\bar{E}_a$  и  $\bar{E}_b$  в пределах интересующей нас области глубины используются для расчета этих тормозных сечений. Строго говоря, уравнение (9) описывает среднюю разницу энергий заряженных конечных частиц, образованных на поверхности  $x=0$  и на глубине  $x$  соответственно. Для первичных  $\gamma$ -квантов выполняется условие  $S_b=0$ , следовательно, на энергию излучения влияет только замедление налетающих частиц.

При энергиях возбуждения порядка мегаэлектрон-вольт ионизация электронных оболочек определяет вклад в потерю энергии заряженных частиц. Эти взаимодействия вызывают лишь малоугловые отклонения тяжелых налетающих частиц. Однако с увеличением глубины статистический характер обмена энергией проявляется как в возрастании энергии, так и в угловом страглинге, следовательно, энергетическое распределение ионов уширяется. Разброс по энергии (энергетический страглинг) сильно влияет на энергетическое разрешение и разрешение по глубине, и он должен приниматься во внимание при расчете профилей по глубине на основе измеренных спектров или функций выхода. Мы ссылаемся на учебник Деконнинка [14] и на работу Шу с сотр. [4].

Как видно из рис. 8 и уравнения (9), энергии  $E_a(x)$ ,  $E(x)$  зависят от длины пробегов  $l_1$  и  $l_2$  в мишени. Учитывая геометрические условия, изображенные на рис. 8, интенсивность или дифференци-

альный выход  $dY(\theta, E_a, E)$  радиационной компоненты (группы частиц или  $\gamma$ -переходов, выбранных для определения ядер типа  $A$ ), образованной в тонком слое  $dx$  на глубине  $x$  и испускаемой с поверхности с энергией  $E(x)$ , описывается выражением

$$dY(\theta, E_a(x), E(x)) = \epsilon n N_A(l_1) \sigma(\theta_1, E_a(l_1)) \times \exp\left(-\mu l_1 \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}\right) dl_1 = y(\theta, E_0, x) dx. \quad (10)$$

Координата глубины  $l_1 = x/\cos \theta_1$  выбрана в направлении падения пучка ионов. Экспоненциальная функция описывает поглощение  $\gamma$ -квантов. Излучение частиц характеризуется  $\mu = 0$ . Полная эффективность экспериментального оборудования  $\epsilon$  включает в себя телесный угол, эффективность детектора и коэффициенты пропускания окон,  $n$  представляет флюенс ионов, падающих на мишень, а  $N_A(x) dx$  — число ядер типа  $A$  в мишени на  $1 \text{ см}^2$ . Дифференциальное сечение  $\sigma(\theta, E_a)$  усреднено по телесному углу, измерено в барнах настерадиан. Поглощением  $\gamma$ -квантов в дальнейшем пренебрегаем.

Принимая во внимание распределение по глубине  $N_A(x)$  и связь между падающей энергией  $E_0$  и зависящими от глубины падающей и образующейся частицами, дифференциальный выход является функцией  $E_0$  и  $x$ , как отмечено в уравнении (10). Частицы с  $dx$  на глубине  $x$  покидают поверхность с энергиями в интервале  $E(x) \dots E(x) + dE$ , и идеальный энергетический спектр описывается формулой

$$y(\theta, E_0, E) dE = y(\theta, E_0, x) \left| \frac{dx}{dE} \right| dE. \quad (11)$$

Здесь геометрические факторы содержатся в коэффициенте  $dx/dE$ . Эти величины рассматриваются в разд. 3 для конечных заряженных частиц и первичных  $\gamma$ -квантов

Реальные спектры получают из уравнения (11), принимая во внимание эффекты разброса по энергии и конечное разрешение детектора. Спектры частиц, полученные при бомбардировке дейтронами толстой мишени кремния с  $E_d = 0,93$  и  $0,75$  МэВ (см. рис. 3), иллюстрируют влияние энергии падающих частиц на измеренное энергетическое распределение. Особенно четко наблюдается сдвиг острой части пика со стороны высоких энергий в случае  $p_{10}$ -группы. Благодаря постоянной атомной плотности кремния, уменьшающийся выход при более низкой конечной энергии отражает зависимость сечения от энергии.

Уравнение (11) описывает идеальное энергетическое распределение радиационной компоненты, энергия которой зависит от глубины. Однако для вторичных  $\gamma$ -квантов энергии переходов постоянны и зависят от глубины, на которой они возникли. Следовательно, для этих  $\gamma$ -квантов может быть измерен только интегральный выход:

$$V(\theta, E_0) = \int_0^{x_{\max}} y(\theta, E_0, x) dx, \quad (12)$$

и он равен площади  $\gamma$ -пика. Здесь энергетическая ширина пика зависит от разрешения детектора, эффекта отдачи и эффекта Доплера.  $x_{\max}$  может быть ограничена конечным распределением по глубине,  $N_A(x) = 0$  для  $x > x_{\max}$ , или длиной пробега падающих ионов в данном материале субстрата. Для излучений, энергии которых зависят от глубины, полный выход получается путем аналогичного интегрирования уравнения (11) в пределах  $E_{\max}$ , равной  $E(x=0)$  и  $E_{\min}$ , зависящих от профиля по глубине или интервала энергий падающих частиц. Для ряда реакций  $E_{\min}$  также может ограничиваться длиной пробега конечной частицы.

Как показано в уравнении (12), полный выход зависит от энергии падающего иона. Эта функция выхода также может применяться для приповерхностного анализа. Для тонких мишеней кривая выхода отражает энергетическую зависимость парциального сечения  $\sigma(\theta, E_0)$ . Это показано на рис. 5 и 6 для реакций под воздействием протонов

Таблица 1. Значения  $Q_0$  для ядерных реакций, вызванных протонами, конечных

Ядро-мишень	(p, p')-Реакции		(p, $\gamma$ )-Реакции		
	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ	$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ
${}^6\text{Li}$	2,185 *	3,563 *	5,606	0,429	4,57
${}^7\text{Li}$	0,478	4,630	17,255	2,90 *	—
${}^9\text{Be}$	1,680 *	—	6,585	0,718	1,740
${}^{10}\text{B}$	0,718	1,740	8,691	2,000	4,319
${}^{11}\text{B}$	2,125	4,445	15,957	4,439	7,654
${}^{12}\text{C}$	4,439	7,654	1,943	2,365 *	—
${}^{13}\text{C}$	3,089	3,685	7,551	2,313	3,948
${}^{14}\text{C}$	6,094	6,590	10,207	5,270	5,299
${}^{14}\text{N}$	2,313	3,948	7,297	5,183	5,241
${}^{15}\text{N}$	5,270	5,299	12,128	6,049	6,130
${}^{16}\text{O}$	6,049	6,130	0,600	0,495	3,104
${}^{17}\text{O}$	0,871	3,055	5,607	0,937	1,042
${}^{18}\text{O}$	1,982	3,555	7,933	0,110	0,197
${}^{19}\text{F}$	0,110	0,197	12,845	1,634	4,248
${}^{23}\text{Na}$	0,440	2,076	11,690	1,369	4,123
${}^{24}\text{Mg}$	1,369	4,123	2,271	0,452	0,945
${}^{25}\text{Mg}$	0,585	0,975	6,306	0,228	0,417
${}^{26}\text{Mg}$	1,809	2,938	8,271	0,844	1,014
${}^{27}\text{Al}$	0,844	1,014	11,586	1,779	4,617
${}^{28}\text{Si}$	1,779	4,617	2,747	1,384	1,954
${}^{29}\text{Si}$	1,273	2,028	5,600	0,677	0,709
${}^{30}\text{Si}$	2,235	3,499	7,297	1,266	2,234
${}^{31}\text{P}$	1,266	2,234	8,865	2,230	3,778
${}^{32}\text{S}$	2,230	3,778	2,277	0,811	1,987
${}^{33}\text{S}$	0,841	1,966	5,141	0,146	0,461
${}^{34}\text{S}$	2,127	3,303	6,372	1,219	1,763
${}^{36}\text{S}$	3,291	3,346	8,385	1,727	3,087
${}^{35}\text{Cl}$	1,219	1,763	8,507	1,970	4,178
${}^{37}\text{Cl}$	1,727	3,087	10,242	2,168	3,377

\* Эти состояния конечного ядра являются несвязанными и могут распадаться с испу

на ядрах мишени  $^{16}\text{O}$  и  $^{19}\text{F}$  соответственно. Знание поведения сечения необходимо для выбора оптимума энергий падающих частиц, но при этом должна учитываться интенсивность фона, которая также зависит от энергии. Для более толстых мишеней кривые выхода зависят от распределения по глубине  $N_A(x)$ , следовательно, информация о распределении по глубине может быть получена из спектров и кривых выхода. В соответствии с уравнениями (5) и (10) энергии излучений и интенсивности зависят от значения реакции  $Q$ , схем уровней и сечений реакции. Общее теоретическое описание всех этих величин не представляется возможным, и в аналитических целях может использоваться лишь экспериментальная информация. Для ядер с зарядом вплоть до  $z = 21$  соответствующие материалы приведены или цитируются в обзорах Фэармана с сотр. [16, 17], Айзенберга-Селова [18—22] и Эндта и ван дер Леуна [23].

**и энергии возбуждения  $E_x$  для самых низких состояний соответствующих ядер [18—23]**

(p, $\alpha$ )-Реакции			(p, n)-Реакции		
$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ	$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ
4,020	—	—	—5,070	—	—
17,347	—	—	—1,644	0,429	4,57
2,125	2,185 *	3,563 *	—1,850	1,6	2,361
1,146	0,429	—	—4,434	3,351	5,22
8,590	2,90 *	—	—2,764	2,000	4,319
—7,552	1,6	2,361	—18,120	0,960	1,189
—4,063	0,718	1,740	—3,003	2,365 *	—
—0,784	2,125	4,445	—0,626	2,313	3,948
—2,922	2,000	4,319	—5,927	5,17	5,92
4,966	4,439	7,654	—3,536	5,183	5,241
—5,219	2,365 *	—	—16,211	0,194	0,424
1,191	2,313	3,948	—3,544	0,495	3,104
3,980	5,270	5,299	—2,438	0,937	1,042
8,114	6,049	6,130	—4,021	0,238	0,275
2,378	1,634	4,248	—4,841	0,451	2,051
—6,881	0,332	1,716	—14,661	0,439	0,514
—3,143	0,583	0,657	—5,060	0,452	0,945
—1,819	0,440	2,076	—4,787	0,228	0,417
1,600	1,369	4,123	—5,591	0,781	0,957
—7,714	0,452	0,945	—15,114	0,106	0,878
—4,822	0,228	0,417	—5,727	1,384	1,954
—2,373	0,844	1,014	—5,010	0,677	0,709
1,916	1,779	4,617	—6,178	1,249	2,236
—4,202	1,384	1,954	—13,470	1,0	1,4
—1,517	0,677	0,709	—6,365	0,811	1,987
—0,628	1,266	2,234	—6,275	0,146	0,461
0,535	1,432	1,848	—1,927	3,291	3,346
1,866	2,230	3,778	—6,747	1,184	1,750
3,034	2,127	3,303	—1,596	1,410	1,611

сканием частиц.

Таблица 2. Значения  $Q_0$  для реакций, вызванных дейтронами, и энергии возбуждения  $E_x$  для самых низких состояний соответствующих конечных ядер [18 — 23]

Изо- топ	(d, p)-Реакции			(d, $\alpha$ )-Реакции			(d, n)-Реакции		
	$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ	$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ	$Q_0$ , МэВ	$E_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ
$^2\text{H}$	4,033	—	—	—	—	—	3,269	—	—
$^3\text{He}$	18,354	—	—	—	—	—	—	—	—
$^6\text{Li}$	5,026	0,478	4,630 *	22,373	—	—	3,382	0,429	4,57 *
$^7\text{Li}$	-0,192	0,981	2,255 *	14,23	—	—	15,031	2,90 *	—
$^9\text{Be}$	4,587	3,368	3,958	7,151	0,478	4,630 *	4,361	0,718	1,740
$^{10}\text{B}$	9,231	2,125	4,445	17,821	2,90 *	—	6,466	2,000	4,319
$^{11}\text{B}$	1,145	0,953	1,674	8,031	1,680 *	2,429 *	13,732	4,439	7,654
$^{12}\text{C}$	2,722	3,089	3,685	-1,341	0,718	1,740	-0,281	2,365 *	—
$^{13}\text{C}$	5,952	6,094	6,590	5,168	2,125	4,445	5,326	2,313	3,948
$^{14}\text{C}$	-1,007	0,740	3,105	0,361	0,953	1,674	7,983	5,270	5,299
$^{14}\text{N}$	8,609	5,270	5,299	13,574	4,439	7,654	5,073	5,183	5,241
$^{15}\text{N}$	0,267	0,120	0,297	7,687	3,089	3,685	9,903	6,049	6,130
$^{16}\text{O}$	1,920	0,871	3,055	3,110	2,313	3,948	-1,624	0,495	3,104
$^{17}\text{O}$	5,820	1,982	3,555	9,799	5,270	5,299	3,382	0,937	1,042
$^{18}\text{O}$	1,732	0,096	1,472	4,246	0,120	0,297	5,769	0,110	0,197
$^{19}\text{F}$	4,377	0,656	0,823	10,033	0,871	3,055	10,620	1,634	4,248
$^{23}\text{Na}$	4,735	0,472	0,563	6,914	0,351	1,746	9,465	1,369	4,123
$^{24}\text{Mg}$	5,107	0,585	0,975	1,964	0,583	0,657	0,047	0,452	0,945
$^{25}\text{Mg}$	8,868	1,809	2,938	7,050	0,440	2,076	4,081	0,228	0,417
$^{26}\text{Mg}$	4,219	0,985	1,698	2,916	0,472	0,563	6,046	0,844	1,014
$^{27}\text{Al}$	5,501	0,031	0,972	6,707	0,585	0,975	9,361	1,779	4,617
$^{28}\text{Si}$	6,249	1,273	2,028	1,427	0,228	0,417	0,523	1,384	1,954
$^{29}\text{Si}$	8,385	2,235	3,499	6,012	0,844	1,014	3,375	0,677	0,709
$^{30}\text{Si}$	4,364	1,249	2,235	3,127	0,031	0,972	5,072	1,266	2,234
$^{31}\text{P}$	5,712	0,078	0,513	8,165	1,273	2,028	6,640	2,230	3,778
$^{32}\text{S}$	6,418	0,841	1,966	4,900	0,677	0,709	0,052	0,811	1,987
$^{33}\text{S}$	9,192	2,127	3,303	8,565	1,266	2,234	2,917	0,146	0,461
$^{34}\text{S}$	4,762	1,572	1,991	5,084	0,078	0,513	4,147	1,219	1,763
$^{36}\text{S}$	2,071	0,645	1,400	4,592	0,429	1,608	6,160	1,727	3,087
$^{35}\text{Cl}$	6,355	0,788	1,165	8,283	0,841	1,966	6,282	1,970	4,178
$^{37}\text{Cl}$	3,883	0,671	0,755	7,795	1,572	1,991	8,018	2,168	3,377

\* Эти состояния конечного ядра являются несвязанными и могут распадаться с испусканием частиц.

Данные по зависящим от энергии сечениям или кривые выхода для легких ядер собраны в [24, 25]. Общий обзор соответствующих ссылок об измерениях сечений и выхода дается в [26].

Для реакций под воздействием протонов и дейтронов с ядрами мишеней до  $^{37}\text{Cl}$  значения  $Q_0$  основных состояний и энергии возбуждения для двух наиболее низколежащих состояний конечных ядер приведены в табл. 1 и 2. Мы включили сюда первичные  $\gamma$ -кванты в реакциях протонного захвата, а также протоны, нейтроны и  $\alpha$ -частицы как излучаемые объекты.

### 3. АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

**1. Общие аспекты.** Анализ приповерхностных областей с помощью резонансных ядерных реакций имеет широкую область применения. Она простирается от анализа следов элементов в загрязнениях на поверхности или в области малых глубин до определения стехиометрических отношений тонких слоев к толстым субстратам. Сюда включены измерения полного содержания или распределения ряда изотопов по глубине в приповерхностной области. Кроме того, ядерные реакции часто используются для определения изменений концентрации примеси и профилей по глубине в зависимости от способа образования, очистки и процесса обработки.

И наконец, конечные заряженные частицы с зависящими от глубины энергиями  $E(x)$  и вторичные  $\gamma$ -кванты с постоянными энергиями  $E_\gamma$ , соответствующими расстояниям между уровнями образующегося ядра, используются для аналитических целей. Основные этапы этой работы состоят в следующем:

i) записать энергетические спектры при фиксированной энергии падающих ионов  $E_0$ . Спектры заряженных частиц могут давать непосредственное представление о распределении по глубине  $N_A(x)$ , в то время как отдельные спектры вторичных  $\gamma$ -квантов не несут никакой информации о глубине, поскольку их энергия  $E_\gamma$  от глубины не зависит;

ii) измерить выходы реакции в зависимости от энергии падающих частиц  $E_0$  для ряда радиационных компонент. Этот метод хорошо подходит для определения профилей по глубине и обеспечивает узкие и изолированные резонансы для сечения реакции. Полезными являются и функции выхода для частиц и  $\gamma$ -излучения.

К важным характеристикам обоих методов относятся достижимый предел детектирования и разрешение по глубине. Во многих случаях достигались пределы детектирования, которые были значительно меньше монослоя. Однако обобщения здесь делать сложно из-за влияния самого субстрата материала.

Разрешение по глубине  $\delta t(x)$  на глубине  $x$  может быть охарактеризовано для обоих способов анализа как

$$\delta t(x) = \frac{\delta E(x)}{dE/dx}. \quad (13)$$

Здесь энергетическое разрешение  $\delta E(x)$  задается полушириной пика в спектре или кривой выхода, измеренной в условиях, когда ядра  $A$  содержатся в мишени только в очень тонком слое на глубине  $x$ . Эта функция энергетического разрешения включает в себя разрешение системы  $\delta E_{sr}$  и компоненту  $\delta E_{st}(x)$  разброса по энергии (страглинга)  $E$ , зависящую от энергии. Используя гауссово приближение, эти члены дают квадратуру:

$$\{\delta E(x)\}^2 = \{(\delta E_{sr})\}^2 + \{(\delta E_{st}(x))\}^2. \quad (14)$$

Как разрешение системы, так и компонента разброса по энергии зависят от того, какой метод используется. Здесь  $dE/dx$  описывает специфическую потерю энергии заряженными частицами (падающие и конечные частицы) в веществе мишени. Для получения хорошего разрешения по глубине благодаря большому значению  $dE/dx$  наиболее подходят тяжелые частицы.

Какая из процедур, описанных выше, лучше подходит для конкретного анализа, зависит от поведения сечения в выбранной области, от разрешения по глубине и необходимой чувствительности. Нужно принимать во внимание вопросы, связанные с фоном и конкурирующими процессами, так же как интерференцию и налагающиеся излучения, вызванные другими реакциями.

В разд. 3, пп. 2—5 мы попытаемся сделать обзор различных областей применения перечисленных методов исследования. Рассматривается несколько примеров для обоих методов измерения и обсуждается применение этих методов в связи с конкретными аналитическими задачами. Множество других примеров, так же как и детали различных исследований, можно найти в трудах конференций по использованию ионных пучков в аналитических целях [27—33] и в приведенных ссылках соответственно.

**2. Узкие резонансы.** В реакциях, вызванных протонами, часто наблюдаются узкие и изолированные резонансы (см. рис. 6). В области такого резонанса полное сечение  $\sigma(E)$ , определяемое как

$$\sigma(E) = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta, E) \sin \theta \, d\theta, \quad (15)$$

описывается формулой Брейта — Вигнера, которая может быть представлена в виде

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (16)$$

Здесь  $\sigma_m$  и  $\Gamma$  — максимальное сечение при резонансной реакции  $E_r$  и полная ширина резонанса соответственно. Эти резонансы и соответствующие параметры резонансов являются характеристическими для несвязанных состояний компаунд-ядра и могут использоваться для их идентификации. Следовательно, для известных падающих частиц эти резонансы служат для идентификации соответствующих ядер мишени  $A$ .  $\sigma_m$  зависит от канала реакции и представляет собой сумму всех парциальных ширин  $\Gamma$ , которые являются характеристическими для различных видов распада компаунд-состояния [14]. Полное сечение  $\sigma(E)$  измеряется в барнах, в то время как парциальное сечение  $\sigma(\theta, E)$  обычно выражается в барнах на стерадиан. Для  $\sigma(\theta, E)$  должен приниматься во внимание фактор зависимости от угла. Обозначим это как  $\sigma_m = \sigma_m(\theta)$ . Особенно выразительные угловые зависимости  $\sigma(\theta, E)$  наблюдались в случае излучений частиц. Для  $\gamma$ -квантов часто обнаруживается слабая угловая зависимость.

Эти узкие и изолированные резонансы хорошо подходят для определения профилей по глубине. Вблизи резонанса наблюдаются большие радиационные выходы. В соответствии с уравнением (16) эти выходы уменьшаются до  $0,01\sigma_m$  на расстоянии  $|E - E_r| \approx 5\Gamma$  от резонанса.

Внутри мишени падающие частицы замедляются. Падающие частицы с энергией  $E_0 > E$  приобретают резонансную энергию в области глубины  $x_0$ . Благодаря сильной энергетической зависимости сечения, выход  $Y(\theta, E_0)$  грубо пропорционален  $N_A(x_0)$ , и кривая выхода  $Y(\theta, E_0)$  дает представление о распределении по глубине  $N_A(x)$ .

В реальных условиях эффекты разброса по энергии мгновенно ухудшают разрешение по глубине. Принимая во внимание реальное энергетическое распределение пучка  $n(\bar{E}_0, E_0) dE_0$  и разброс по энергии (страглинг), которыми пренебрегается в уравнениях (11) и (12), точное соотношение между  $Y(\theta, E_0)$  и  $N_A(x)$  имеет вид

$$Y(\theta, \bar{E}_0) = \varepsilon \int \left\{ \left[ \int n(\bar{E}_0, E_0) W(E_0, E, x) dE_0 \right] \sigma(\theta, E) dE \right\} N_A(x) dx. \quad (17)$$

Здесь  $\bar{E}_0$  — средняя энергия падающих частиц, а  $W(E_0, E, x)$  описывает вероятность того, что частица с энергией бомбардировки  $E_0$  на поверхности имеет на глубине  $x$  энергию порядка  $E$ . Определение профиля по глубине требует развертки измеренной функции выхода. Однако более качественная информация может быть получена непосредственно из измерений кривых выхода.

При использовании функций выхода энергетическое разрешение характеризуется полушириной  $\delta\bar{E}_0(x)$  измеренного резонансного пика. В разрешении системы дают вклад разброс по энергии падающей частицы, полная резонансная ширина  $\Gamma$  и эффект Доплера  $\delta E_D$  на эффективную энергию реакции. Как показали Маурель с сопр. [38], упомянутый последним член, связанный с эффектом Доплера, должен приниматься во внимание только в случае очень узких резонансов.

Измеряемые с помощью разных частиц и  $\gamma$ -квантов функции выхода записываются как соответствующие определенным радиационным компонентам. Следовательно, только разброс по энергии падающих частиц дает вклад в энергетическое разрешение, которое можно представить как

$$\{\delta\bar{E}_0(x)\}^2 = \Gamma^2 + (\delta E_0)^2 + (\delta E_D)^2 + (\delta E_{st}^a(x))^2. \quad (18)$$

$\delta\bar{E}_0(x)$  не зависит от разрешения детектора и дополнительных поглотителей, используемых для подавления рассеянных ионов. Для определения разрешения по глубине в соответствии с уравнением (13) должна учитываться специфическая потеря энергии  $dE/dx = NS_a(E_r)$ , взятая при резонансной энергии падающих частиц.

Разрешение системы можно измерить экспериментально, измеряя кривую выхода для очень тонкой мишени. Хорошее разрешение систе-



мы возможно в том случае, если резонансная ширина  $\Gamma$  и разброс пучка по энергии  $\delta E_0$  малы.

**3. Применение функций выхода.** Резонансные реакции под воздействием протонов широко используются для детектирования и определения профиля фтора по глубине. Большие выходы получены в реакциях  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  и  $^{19}\text{F}(p, p\gamma)^{19}\text{F}$ , приводящих к испусканию высокоэнергетичных ( $E_\gamma = 6,13 \dots 7,15$  МэВ) и низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов соответственно. Выходы обеих реакций для тонких мишеней приведены в работе Стробантса с сотр. [34], а Дьёмегард с сотр. [35] опубликовали данные по выходам  $(p, \alpha\gamma)$ - и  $(p, \alpha_0)$ -реакций для тонких мишеней. Грамбол с сотр. [36] измеряли одновременно кривые выхода для тонких мишеней для переходов  $\gamma$ -квантов в обоих упомянутых процессах. Эти результаты показаны на рис. 6. Кроме того, данные по параметрам резонансов собраны в [22]. Многие авторы для детектирования высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов из  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ -реакции использовали NaI-детектор большого объема. Все события в пределах широкого энергетического окна  $E_\gamma \approx 3 \div 7,5$  МэВ регистрировались как сигнал  $^{19}\text{F}$ . Используя резонанс с энергией  $E_r = 1371$  кэВ ( $\Gamma \approx 12$  кэВ), Мёллер и Старфелт определяли фтор на поверхности циркаллойа и под ней после различных манипуляций [37]. Они обнаружили, что неоксидированные образцы содержат фтор на поверхности и в поверхностных слоях тоньше, чем 0,1 мкм, в то время как в оксидированных образцах ядра  $^{19}\text{F}$  распределены до глубины в несколько микрометров. Чувствительность оценивалась как  $\leq 0,01$  мг фтора на 1 см<sup>2</sup>.

Морал с сотр. [38] и Дьёмегард с сотр. [35] сообщают о профилях фтора по глубине вблизи Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> — Ta-поверхности. Специальной обработкой на поверхность тантала был нанесен фтор около  $1,6 \times 10^{15}$  атом F/см<sup>2</sup>. Эти образцы анодировали с тем, чтобы получить слой Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> толщиной 76 и 156 нм. В обоих случаях — для оксидированных и неоксидированных субстратов — кривые выхода  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ -реакции измерялись в области энергий резонансов  $E_r = 872$  кэВ ( $\Gamma \approx 4,5$  кэВ) и  $E_r = 340$  кэВ ( $\Gamma \approx 2,4$  кэВ). Результаты приведены на рис. 9. Для энергии  $E_r = 872$  кэВ приведены только кривые выхода, полученные для загрязненной поверхности Ta и для более толстого оксидированного слоя (156 нм), а для энергии  $E_r = 340$  кэВ включены также результаты для толстого слоя Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 76 нм. Сплошные линии соответствуют расчетам, выполненным в предположении, что атомы фтора сконцентрированы в тонком слое (50 нм) у оксидированной металлом поверхности. Лучшее разрешение по глубине и меньшая скорость счета четко прослеживаются для  $E_r = 340$  кэВ. Но выход еще приемлем для определения содержания фтора на глубине, что эквивалентно примерно двум монослоям.

Бодарт и Деконник [39] исследовали слоистые фольги из железа с имплантированным слоями фтором  $2 \cdot 10^{18}$  и  $2 \cdot 10^{17}$  атом F/см<sup>2</sup>. По резонансам  $E_r$ , равным 340 и 484 кэВ ( $\Gamma = 0,9$  кэВ) авторы наблюдали диффузию фтора после нагрева до  $T = 100 \div 450$  °С. Выше темпе-

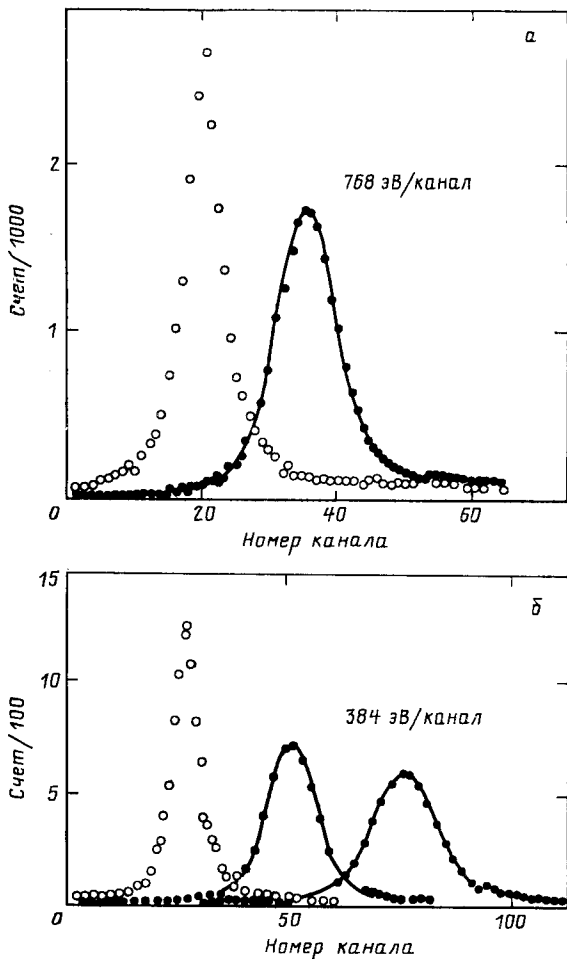
Рис. 9. Профили фтора по глубине в образце тантала. Фтор загрязнил образец в результате обработки плавиковой кислотой. Измерения сделаны до и после анодирования:

*a* -  $E_r = 872$  кэВ, толщина слоя оксида 156 нм; *b* -  $E_r = 340$  кэВ, слой оксида 76 и 156 нм соответственно (рисунок взят из [35])

ратуры 450 °С было обнаружено мгновенное окисление, приводящее к миграции фтора, который затем наблюдался сразу под слоем оксида. Высокая чувствительность и низкий фон были получены для  $E_r = 340$  кэВ, что позволяло проводить профилирование по глубине вплоть до 250 нм.

Другие применения  $^{19}\text{F}$  ( $p, \alpha\gamma$ ) $^{16}\text{O}$ -реакции относятся к определению фтора в зубной эмали [34, 35], в образцах лунного грунта [41] и при использовании ядерных микропроб в археологических и геологических материалах [42].

В случае матрицы из тяжелых элементов предпочтительно использовать NaI-детектор большого объема в сочетании с широким энергетическим окном для  $\gamma$ -квантов. Это означает, что  $\gamma$ -фон, обусловленный реакцией на субстрате, мал в пределах выбранной энергетической области  $\gamma$ -квантов. Это условие может быть ужесточено для легких материалов мишени, таких, как Al, Si и Na, испускающих высокоэнергетичные захватные  $\gamma$ -кванты. В этих случаях  $^{19}\text{F}$  ( $p, p'\gamma$ ) $^{19}\text{F}$ -реакция, приводящая к появлению линий с  $E_\gamma$ , равной 110 и 197 кэВ, позволяет не только детектировать  $^{19}\text{F}$ , но и определять его профиль по глубине. Конечно, должны использоваться Ge (Li)-детекторы с высоким разрешением, но во многих случаях при этих квантах низких энергий  $\gamma$ -фон велик. Однако можно вычесть



фон из узкого  $\gamma$ -пика и определить его истинную интенсивность. С помощью малой ЭВМ процедура выделения фона может проводиться автоматически. Таким образом были получены кривые выхода  $\gamma$ -квантов, приведенные на рис. 6. Гиппнер с сотр. [43] применяли  $^{19}\text{F}$  ( $p$ ,  $p'\gamma$ )  $^{19}\text{F}$ -реакцию для измерения примесей фтора в различных материалах. После травления плавиковой кислотой для удаления слоя природного оксида с субстратов чистого кремния наблюдалось остаточное загрязнение фтором  $5 \cdot 10^{13}$  атом F/см<sup>2</sup>, несмотря на экстенсивную очистку и ополаскивание. Без травления плавиковой кислотой примеси фтора не обнаруживаются. Эти измерения были проведены на основе использования сильного резонанса  $E_r = 933,6$  кэВ ( $E_\gamma = 110$  кэВ,  $\Gamma = 8$  кэВ), поверхностные загрязнения измерялись при максимуме резонанса.

Шрой с сотр. [44] использовали  $^{19}\text{F}$  ( $p$ ,  $p'\gamma$ )  $^{19}\text{F}$ -реакцию для анализа фтора в толстых образцах продуктов питания. Использовались протоны с энергией  $E_p = 2,8 \dots 3,5$  МэВ, и для больших концентраций  $^{19}\text{F}$  достигалось хорошее согласие результатов, полученных методом ядерных реакций, с теми, которые давали химические методы. Однако для малых концентраций ( $< 10^{-5}$  г) химические методы дают большие погрешности. Авторы заключают, что ( $p$ ,  $p'\gamma$ )-реакция применима вплоть до концентраций фтора  $10^{-7}$  г в зависимости от матрицы материала.

В экспериментах Шроя с сотр. [44], Хрынкевича с сотр. [45] и Коота с сотр. [46] для определения фтора использовали выходы  $\gamma$ -квантов из толстой мишени, которые получались интегрированием по всем резонансам до энергии падающей частицы. Кенни с сотр. [47] развили и обсудили методы экстракции усредненных концентраций элементов или изотопов по выходам из толстых мишеней. Те же самые авторы предложили табуляцию выхода  $\gamma$ -квантов из толстой мишени, измеренного при энергиях протонов 2 и 2,514 МэВ для ряда элементов между фтором и золотом. Конечно, такие измерения на толстых мишенях позволяют одновременно детектировать различные элементы или изотопы. Коот с сотр. [46] использовали эту возможность для измерения содержания фтора, Na и Al в образцах черного вулканического стеклянного обсидана. В этих исследованиях толстой мишени требуемая информация о содержаниях и концентрациях получается из  $\gamma$ -спектров, измеренных при фиксированной энергии падающих частиц.

Измерения загрязнений алюминием и концентраций в тонких слоях предпринимались различными группами с использованием различных реакций под воздействием протонов. Основная информация по  $^{27}\text{Al} + p$ -реакциям собрана в [23]. Функция выхода из толстых мишеней ( $p$ ,  $p'\gamma$ )-, ( $p$ ,  $\alpha\gamma$ )- и ( $p$ ,  $\gamma$ )-процессов, приводящих к  $\gamma$ -квантам с энергиями  $E_\gamma$ , равными 843 и 1013, 1368 и 1778 кэВ соответственно, были измерены Деконнинком и Демортье [48]. Соответствующие кривые выхода для тонких мишеней приведены в работе Мейера с сотр. [49].

Бернетт с сотр. [50] исследовали количества  $\alpha$ -алюминия и магния, используемых в качестве полирующих веществ (средний размер крошки 0,3 и 1 мкм соответственно), которые оставались в металлах различной твердости после стандартной процедуры полирования и промывки. Использовался резонанс  $E_r = 992$  кэВ реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ . Лишь высокоэнергетичные первичные  $\gamma$ -кванты, приводящие к появлению первого возбужденного состояния  $^{28}\text{Si}$  с энергией 1,778 МэВ, считались с помощью детектора NaI размером

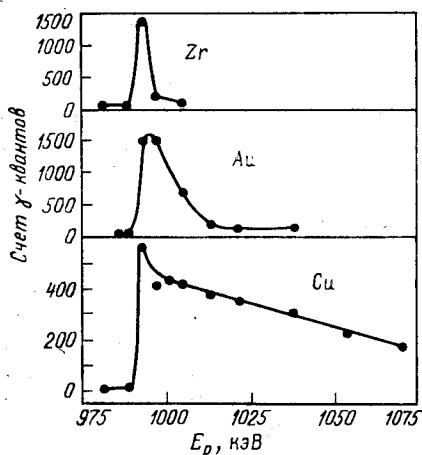


Рис. 10. Кривые выхода  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -реакции, измеренные на полирующем составе  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , остающемся на поверхности Zr, Au и Cu (рисунок взят из [50])

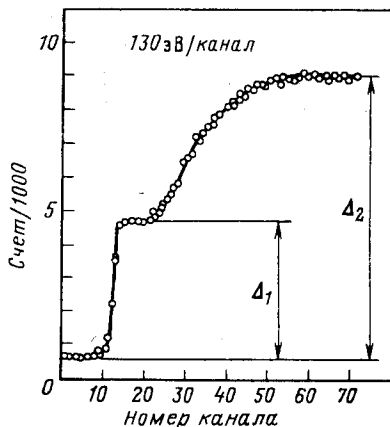


Рис. 11. Функция выхода  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -реакции вблизи резонанса с энергией 992 кэВ, полученная для алюминиевой мишени, покрытой слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 47,5 нм (рисунок взят из [5])

3 × 3 дюйма. Кривые выхода, полученные для мишеней Zr, Au и Cu, приведены на рис. 10. Для Zr (верхняя кривая) функция выхода соответствует частицам с диаметром 0,3 мкм, локализованным на поверхности. Из площади резонанса получена поверхностная плотность Al, равная 0,15 мг/см<sup>2</sup>. Полирующие соединения в большей степени сохранялись в мишени золота, о чем свидетельствует большая площадь пика. Пик уширен из-за того, что некоторые частицы вкраплены в золото. Наконец, в меди находится еще больше частиц полирующих соединений, и они вкраплены еще более глубоко. Значительная их часть находится на глубине 1 мкм и покрыта медью (нижняя кривая). Эти исследования Бернетта с сотр. — пример, где эффектами разброса энергии благодаря разрешению системы ( $\Gamma = 100$  эВ,  $\delta E_0 \approx 1$  кэВ) можно практически пренебречь.

Аналогичные измерения были проведены для порошкообразного магния с использованием резонанса с энергией 1,548 МэВ реакции  $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ .

Амсель с сотр. [5, 38] использовали также резонанс с энергией 992 кэВ ( $\Gamma = 100$  эВ) для исследования пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 47,5 нм на слое алюминия 0,8 мкм. Все  $\gamma$ -кванты в интервале  $E_\gamma = 1,3 \div 13$  МэВ регистрировались с помощью NaI-детектора размером  $3 \times 3$  дюйма. Измеренная функция выхода показана на рис. 11. Используя протонный пучок с малым разбросом по энергии, авторы получили энергетическое разрешение порядка 300 эВ, соответствующее разрешению по глубине 6 нм у поверхности мишени. Резкий скачок при резонансной энергии и выраженное плато свидетельствуют о хорошем разрешении. Медленный подъем при некоторой более высокой энергии протона происходит благодаря разбросу по энергии в пленке оксида и характеризует проникающую способность резонансных протонов в толщу алюминиевого слоя. Шаг высот  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  (рис. 11) зависит от атомной плотности Al и тормозных сечений обоих материалов, и стехиометрическое отношение определяется как

$$\frac{N_{\text{Al}}}{N_0} = \frac{\Delta_1/\Delta_2}{1 - (\Delta_1/\Delta_2)} \frac{S_0(E_r)}{S_{\text{Al}}(E_r)} \quad (19)$$

Здесь предполагается, что в тонком слое оксида полный резонансный интеграл дает вклад в измеренный выход плато. Стехиометрия таких тонких слоев может быть определена только в том случае, если соответственно получено хорошее энергетическое разрешение. Таким путем Амсель с сотр. [5, 38] смогли показать, что стехиометрическая композиция действительно представляет собой  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

В большинстве приложений резонансных реакций для определения профилей по глубине испускаемые  $\gamma$ -кванты используются для идентификации изотопов. Это возможно из-за сильного вклада обратнорассеянных падающих частиц в спектр испускаемых частиц. Сечение рассеяния обычно на порядки больше сечений ядерных реакций. Следовательно, ток пучка должен быть уменьшен так, чтобы обратнорассеянные ионы не блокировали усилитель или обратнорассеянные падающие частицы подавлялись бы дополнительными поглотителями, размещенными перед детектором частиц. Даннинг [56] использовал другую процедуру. Он применял  $180^\circ$ -ный двойной фокусирующий магнитный спектрометр для селекции рассеянных частиц. Автор измерил концентрацию Al как функцию глубины в эпитаксиально выращенных слоях кремния на сапфировой матрице. В этих исследованиях использовался резонанс с энергией  $E_p = 1365$  кэВ ( $\Gamma = 1,1$  кэВ) реакции  $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ .

Кауффман с сотр. [57] анализировали тонкие пленки выращенных в плазме оксидов GaAs и GaAlAs комбинированными методами резерфордского обратного рассеяния, рентгеновского излучения под воздействием ионов и определения профилей с помощью ядерных резонансов. Для профилирования Al по глубине применялась реакция  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  в области резонанса с  $E_r = 992$  кэВ.

Большинство химических элементов состоит из смеси изотопов. Например, природный кислород и азот содержат 0,204 %  $^{18}\text{O}$  и

0,365 %  $^{15}\text{N}$  соответственно. Амсель с сотр. [5] использовали  $^{18}\text{O}$  в качестве метки при изучении транспорта кислорода в процессе анодирования тантала. Резонансная реакция  $^{18}\text{O} (p, \alpha) ^{15}\text{N}$  в области резонанса 629 кэВ ( $\Gamma = 2,5$  кэВ при  $165^\circ$ ) использовалась для измерения профилей  $^{18}\text{O}$  по глубине для специальных образцов Ta, анодируемых в обогащенном  $^{18}\text{O}$  или природной воде. Кривые выхода ясно подтверждают, что окисдирование в меченых растворах приводит к появлению меченных  $^{18}\text{O}$  оксидных пленок. Детальный анализ показал, что смесь меченых и немеченых слоев в пленках простирается лишь до нескольких сот параметров. Разрешение по глубине в  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  было оценено в 20 нм.

Маурель с сотр. [38] изучали мишени-сэндвичи, состоящие из обогащенных  $^{18}\text{O}$  и природных  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  слоев с помощью  $^{18}\text{O} (p, \alpha) ^{15}\text{N}$ -и  $^{18}\text{O} (p, \gamma) ^{19}\text{F}$ -реакций. В последнем случае использовался особенно узкий резонанс с энергией  $E_p = 1167$  кэВ ( $\Gamma \approx 5$  эВ). Принимая во внимание все эффекты разброса по энергии, функции выхода, измеренные с использованием пучка с очень малым разбросом по энергии, можно прекрасно воспроизвести с помощью модельных вычислений. Изучались очень тонкие пленки оксидов, так же как и глубоколежащие обогащенные  $^{18}\text{O}$  слои  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ . Результаты показывают, что малые толщины пленок могут быть определены с большой точностью.

Определение кислорода и профилирование по глубине также возможны посредством резонансного рассеяния  $\alpha$ -частиц. Как показано Камероном [51], существует сильный резонанс  $^{16}\text{O} (\alpha, \alpha) ^{16}\text{O}$ , энергия которого  $E_\alpha = 3,036$  МэВ и  $\Gamma_{\text{ц.м}} = 8,1$  кэВ [22]. Сечение резонанса  $\sigma_r = 0,95 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup> примерно в 25 раз больше экстраполированного резерфордского сечения. Резонанс указывает на сильнейшую зависимость от угла детектирования.

Мезен с сотр. [52] применяли этот резонанс для определения кислорода в тонких металлических пленках и толстых матрицах кремния. Они обнаружили усиленное окисление кремния после имплантации в этот материал сурьмы.

Петерсон с сотр. [53] использовали тот же резонанс для измерения концентрации кислорода на поверхности кремния, так же как и в тонких золотых (34 нм) и золото (34 нм) плюс германий (10 нм) слоях на толстой матрице кремния. Для золотого и золото-кремниевых слоев авторы обнаружили полное содержание кислорода  $1 \cdot 10^{16}$  и  $1,6 \cdot 10^{16}$  атом/см<sup>2</sup> соответственно.

Поншон с сотр. [54] изучали металл-полупроводниковые контакты с помощью различных методов. Масс-спектрометрия вторичных ионов и  $^{16}\text{O} (\alpha, \alpha) ^{16}\text{O}$ -реакция были применены к исследованию накопления кислорода в границе раздела золото — кремний. Шкала глубины для результатов, получаемых методом масс-спектропии вторичных ионов, была калибрована с помощью метода резерфордского обратного рассеяния с использованием обратного рассеяния  $^4\text{He}^+$  с энергией 1 МэВ.

С помощью  $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ -резонанса, описанного выше, а также резонанса рассеяния  $^{16}\text{O}(p, p)^{16}\text{O}$  с энергией  $E_p = 2,66$  МэВ ( $\theta = 170^\circ$ ) Маккензи и Армитаж [55] исследовали пористые материалы. Сравнимая измеренные ширины резонансов для пористого и непористого оксида алюминия, авторы оценили средние размеры пор. Метод применим при изучении пор со средним размером от 0,1 до 100 мкм.

Некоторые другие возможности для детектирования и определения профилей кислорода по глубине на основе использования спектров заряженных частиц даны в п. 5 этого раздела.

Ядерные реакции являются прекрасным инструментом для детектирования и определения профилей водорода по глубине. Вероятность того, что ядерная реакция имеет место между соударяющимися частицами ( $a + A$ ), зависит от их относительной кинетической энергии, т. е. от энергии в системе центра масс. При замене частицы  $a$  ядром мишени резонанс, наблюдаемый при энергии  $E_r^a$  (когда в качестве бомбардирующего иона используется легкая частица), возбуждается при энергии  $E_r^A$ :

$$E_r^A = \frac{m_A}{m_a} E_r^a, \quad (20)$$

если более тяжелое ядро  $A$  с массой  $m_A$  выступает в роли налетающей частицы.

Ляйх и Томбрелло [58] определяли профили водорода по глубине в образцах лунного грунта, используя  $^1\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ -реакцию в энергетическом интервале  $E_F = 16 \div 18$  МэВ. Резонанс при  $E_F = 16,44$  МэВ соответствует  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ -резонансу при  $E_p = 872$  кэВ ( $\Gamma = 4,7$  кэВ). Для налетающих атомов  $^{19}\text{F}$  ширина резонанса в лабораторной системе равна  $\Gamma \approx 90$  кэВ, поскольку ширины трансформируются таким же образом, как и резонансные энергии. В этой связи необходимо отметить, что формула Брейта — Вигнера [см. уравнение (16)] справедлива в с.ц.м. и описывает сечение в обоих рассматриваемых здесь случаях.

Зайглер с сотр. [59] сравнили различные методы с использованием ионного пучка для определения профилей водорода и испытали девять из них для сходных образцов кремния с имплантированными в них ионами водорода. Аналитические возможности простираются от очень высокого разрешения по глубине ( $\approx 5$  нм) и высокой чувствительности ( $< 10^{-6}$  г) до зондирования водорода вплоть до 0,2 мм. В дальнейшем мы ограничимся лишь некоторыми применениями резонансных реакций.

В соответствии с уравнением (13) для профилирования водорода хорошее разрешение по глубине достижимо из-за большого сечения торможения для более тяжелых налетающих частиц [15]. Однако ширины резонансов в лабораторной системе значительно больше. Следовательно, для достижения особенно хорошего разрешения по глубине требуются соответственно узкие резонансы. С другой сторо-

ны, разброс пучка по энергии играет меньшую роль благодаря относительно большому ширине резонансов в лабораторной системе.

Хотя водород обладает большой подвижностью в большинстве материалов, тщательный выбор условий облучения является важной предпосылкой для избежания потерь водорода во время измерений. Если это невозможно, то сигналы водорода должны быть измерены постепенно в зависимости от накопленного заряда иона и выход экстраполирован в начало процесса облучения.

Кларк с сотр. [60] применяли  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{19}\text{F}$ ,  $\alpha\gamma$ )  ${}^{16}\text{O}$ - и  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{15}\text{N}$ ,  $\alpha\gamma$ )  ${}^{12}\text{C}$ -реакции при анализе водорода в металлургической, минералогической и полупроводниковой областях. Специальное исследование

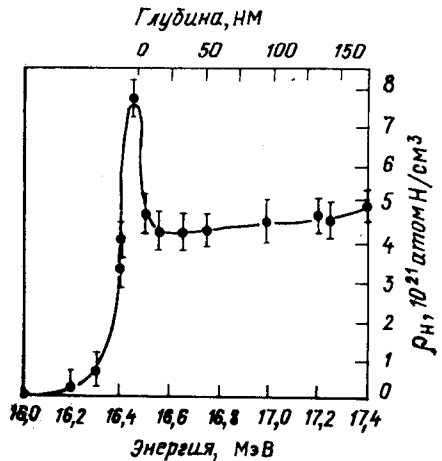


Рис. 12. Профиль водорода по глубине в электроосажденном твердом золоте, полученный с помощью резонансной ядерной реакции  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{19}\text{F}$ ,  $\alpha\gamma$ )  ${}^{16}\text{O}$  (рисунок взят из [60])

связано с включениями водорода в электроосажденное золото. Используя различные химические бани и температурный режим, было установлено атомное содержание водорода в интервале от 0,26 до 9 %. Высокоэнергетичные  $\gamma$ -кванты детектировались с помощью NaI-детектора размером 3 × 3 дюйма. В качестве примера на рис. 12 показана кривая выхода, измеренная вблизи резонанса с энергией 16,44 МэВ  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{19}\text{F}$ ,  $\alpha\gamma$ )  ${}^{16}\text{O}$ -реакции. Наблюдается сильный пик водорода с поверхности и грубо постоянная примесь  ${}^1\text{H}$  в слое золота. Авторы также исследовали природные и синтетические кварцы и обнаружили во всех случаях загрязненность поверхности водородом, широкую область ниже поверхности толщиной приблизительно 200 нм с относительно высокой концентрацией водорода и более глубокую область в материале, где выход  $\gamma$ -квантов мал. Перед исследованием эти образцы были покрыты тонкой графитовой пленкой (12 мг/см<sup>2</sup>) во избежание нарастания заряда. Кларк с сотр. [60] провели такие измерения на осажденных электролюминесцентных аморфных кремниевых пленках. Включения водорода изучались с помощью резонансных реакций и методом масс-спектрометрии вто-



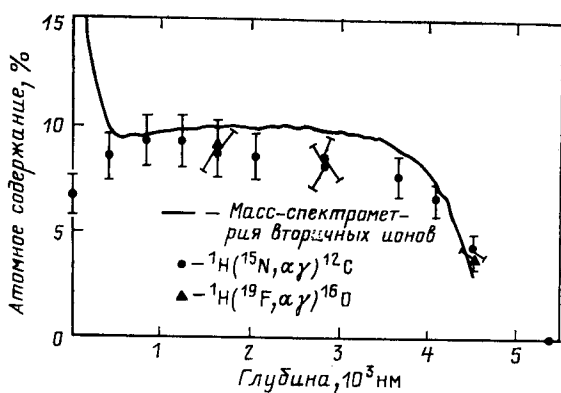


Рис. 13. Профили водорода по глубине в аморфном кремнии, измеренные с помощью ядерных реакций и масс-спектрометрии вторичных ионов (рисунок взят из [60])

ричных ионов. Для проведения прямого сравнения различных методов использовались одни и те же пленки. Результаты сравнения приведены на рис. 13 и свидетельствуют о хорошем согласии для разных методов. Атомное содержание водорода в пленке составило 9 %.

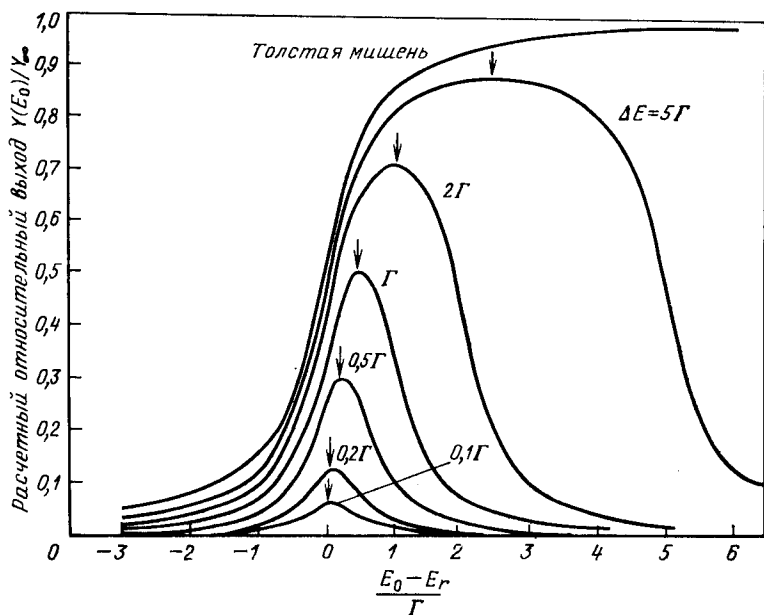
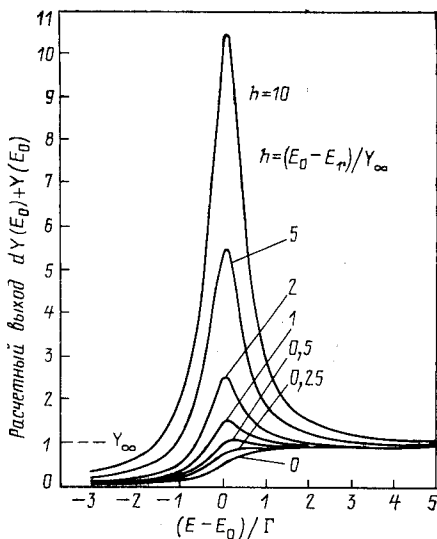


Рис. 14. Форма резонанса, рассчитанная в зависимости от потери энергии  $\Delta E$  в мишени. Всеми другими эффектами разброса энергии пренебрегается

Далее Кларк с сотрудниками сравнивают аналитические возможности резонансов с энергией 16,44 МэВ ( $\Gamma \approx 90$  кэВ) и 6,385 МэВ реакций  ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha\gamma){}^{16}\text{O}$  и  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N}, \alpha\gamma){}^{12}\text{C}$  соответственно. Глав-

Рис. 15. Функция выхода, рассчитанная для постоянной концентрации в объеме образца и различных поверхностных загрязнителей. Интенсивность пика поверхности нормирована на полный выход  $Y_\infty$ , даваемый всем объемом материала. Ордината дана в единицах  $Y_\infty$



ным преимуществом резонанса 16,44 МэВ являются его более высокий выход для данного интегрального заряда пучка и, следовательно, более высокая чувствительность. С другой стороны, меньшая ширина резонанса с энергией 6,385 МэВ дает лучшее разрешение по глубине и приводит к более четкому выделению пика водорода на поверхности. Для полуширины

последнего упомянутого резонанса в литературе приведены различные значения [21, 61]. Ланфорд [61], детально анализируя резонанс, показал, что эта полуширина  $\Gamma \approx 6$  кэВ противоречит значению  $\Gamma = 15$  кэВ, принятому и измеренному Кларком с сотрудниками. Ланфорд объясняет большую экспериментальную полуширину эффектами толщины мишени.

Как продемонстрировано на рис. 14 с помощью простых модельных вычислений, в которых пренебрегается всеми эффектами разброса по энергии, кроме толщины мишени  $x$ , потеря энергии  $\Delta E$  в мишени конечной толщины приводит к отклонениям формы измеренных резонансов от лоренцева распределения из уравнения (16). Далее наблюдается сдвиг резонанса, который равен  $\Delta E/2$ . Кривые на рис. 14 были вычислены для средних потерь энергии  $\Delta E = 0,1\Gamma \dots \dots 5\Gamma$ , так же как и для бесконечно протяженной мишени. Стрелками отмечены положения пиков.

На рис. 15 приведены результаты расчетов по аналитической модели, которые иллюстрируют суперпозицию функций выхода для постоянного загрязнения всего объема  $N_H^{об}$  (атом/см<sup>3</sup>) и поверхностного загрязнения  $(N_H dx)^{пов}$  (атом/см<sup>2</sup>) с переменной поверхностной плотностью. Потерей энергии в поверхностном слое пренебрегалось, и интенсивность пика поверхности  $h$  выражена в единицах выхода из толстой мишени  $Y_\infty$  для всего объема материала. Связь между обоими типами загрязнений

$$(N_H dx)^{пов} / \cos \theta_1 = h \left( \frac{N_H}{N_M S_M (E_T)} \right)^{об} \frac{\pi}{2} \Gamma \quad (21)$$

зависит от резонансной ширины  $\Gamma$  и от общего объема материала. Поверхностный пик ясно виден для  $h \geq 1$ . В случае больших резо-

нансных ширин  $\Gamma$  и высоких концентраций  $N_{\text{H}}^{06}$  во всем объеме поверхностное загрязнение может проявляться только в сдвиге ступеньки функции для толстой мишени (см. рис. 15 для  $h \leq 1$ ).

Систематические исследования пика водорода поверхности проводились Буго и Лигеоном [62] с помощью резонансной реакции  ${}^2\text{H}$  ( ${}^{11}\text{B}$ ,  $\alpha$ )  $\alpha\alpha$ . Для различных вакуумных условий и материалов интенсивность пика была измерена в зависимости от флюенса облучения. Лигеон с сотр. [63] изучали содержание водорода и плотность

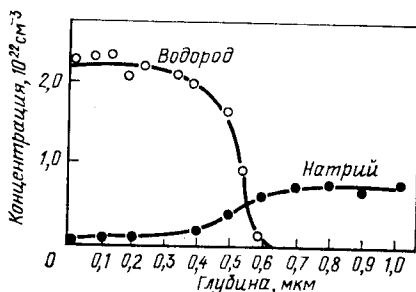


Рис. 16. Профили концентраций водорода и натрия в приповерхностном слое гидратированного образца стекла (рисунок взят из [61])

аморфных  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}_z$ - и  $\text{SiH}_z$ -пленок, используя обратное резерфордское рассеяние, инфракрасную спектроскопию и  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{11}\text{B}$ ,  $\alpha$ )  $\alpha\alpha$ -реакцию. Авторы обнаружили сильное влияние содержания водорода на плотность  $\text{Si}_{0,5}\text{C}_{0,5}\text{H}_z$ -слоев. Далее, уменьшение содержания водорода в зависимости от бомбардировки ионным пучком было изучено на  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}_z$ -пленках. В то время как для малых значений  $x$  или  $z$  наблюдалось постоянное содержание водорода, это содержание водорода изменяется для больших  $x$  или  $z$  от данного начального до равновесного значения, которое может быть много меньше, чем начальное. С помощью инфракрасных измерений авторы интерпретируют этот результат как перенос водорода от  $\text{CH}_n$ - к  $\text{SiH}_1$ -центрам. Для  $x = 0$  при бомбардировке  ${}^{11}\text{B}$  высвобождения водорода обнаружено не было.

Ланфорд [61] использовал методику определения профилей водорода с помощью  ${}^{15}\text{N}$  для исследования процессов гидратации стекла и изучения влияния водорода в сверхпроводящем  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  на температуру перехода. Образцы стекла были предварительно протравлены во избежание какой бы то ни было поверхностной гидратации и затем гидратированы в термостате с дистиллированной водой. Используя резонанс с энергией 6,385 МэВ ( $\Gamma \approx 6$  кэВ) реакции  ${}^1\text{H}$  ( ${}^{15}\text{N}$ ,  $\alpha\gamma$ )  ${}^{12}\text{C}$ , были измерены профили водорода для образцов, гидратированных при температуре  $90^\circ\text{C}$  в течение примерно 500 ч. Из зависимости — толщина гидратированных слоев — время гидратизации — видно, что толщина растет как корень квадратный из времени и затем становится как бы постоянной. Ланфорд, применяя реакцию  ${}^{23}\text{Na}$  ( $p, \gamma$ )  ${}^{24}\text{Mg}$ , измерил также дополнительно профиль натрия на глубине. На рис. 16 сравниваются полученные профили водорода и натрия. Результаты

показывают, что в процессе гидратации происходит замещение ионов Na водородсодержащими ионами. Отношение максимальной концентрации водорода к максимальной концентрации натрия равно  $2,9 \pm 0,3$ . Следовательно, примерно три атома  $^1\text{H}$  принимают участие в замещении атома или иона натрия.

В аналогичных исследованиях Троселльер с сотр. [64] применяли резонансные реакции  $^1\text{H}$  ( $^{15}\text{N}$ ,  $\alpha\gamma$ )  $^{12}\text{C}$ ,  $^{23}\text{Na}$  ( $p$ ,  $\alpha\gamma$ )  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{27}\text{Al}$  ( $p$ ,  $\gamma$ )  $^{28}\text{Si}$  для изучения приповерхностных областей различных стекол. Было показано, что некоторые элементы, подобно алюминию, обладают способностью значительно замедлять гидратацию стекол.

Тсонг с сотр. [65] определяли водород и хлор в переходном слое  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Изучались пленки оксида кремния, выращенные в окружающей среде  $\text{Cl}_2/\text{O}_2$  при  $1100^\circ\text{C}$  в течение 15 мин. Охлаждая мишени до конечной стационарной температуры  $-130^\circ\text{C}$  и используя полный ток пучка 8 нА или меньше и пятно пучка  $2 \times 2$  мм, измеряли водородный профиль вблизи поверхности перехода с помощью реакции  $^1\text{H}$  ( $^{19}\text{F}$ ,  $\alpha\gamma$ )  $^{16}\text{O}$ . Авторы высказывают предположение, что неудачи экспериментов могут быть объяснены главным образом тем, что образцы не охлаждались и, следовательно, водород был подвижным во время облучения. Измеренные профили водорода хорошо согласуются с распределениями по глубине, которые измерялись методом масс-спектрометрии вторичных ионов.

В этом разделе использовали ряд специальных приложений для применения аналитических возможностей функций выхода в окрестности узких резонансов. Внимание было уделено, главным образом, таким ядрам, как фтор, кислород, алюминий и водород в различных материалах. Конечно, более или менее узкие резонансы существуют также в сечениях многих других реакций, вызванных протонами на ядрах, которые здесь не рассматриваются. В табл. 3 собраны данные для легких ядер по резонансам, которые можно использовать для подобных излучений так же, как и в рассмотренных примерах. Исходя из резонансных параметров, которые приведены в обзорах Айзенберга-Селове [18—22] и Эндта и ван дер Леуна [23], мы вычислили соответствующие резонансные интегралы  $I_r$  и максимальные сечения при резонансе  $\sigma_m$ . В соответствии с уравнением (15) эти величины характеризуют полное сечение и могут служить в качестве основы для выбора реакций и резонансов, подходящих для целей той или иной аналитической задачи. Однако необходимо снова отметить, что реально измеренные выходы зависят от дифференциальных сечений, а из полных сечений не следует их угловая зависимость. Процедура вычисления резонансных интегралов и максимальных сечений дана в приложении. Таким образом, для резонансов, не включенных в табл. 3, или для случаев, где новые экспериментальные результаты требуют соответствующих коррекций, необходимые вычисления могут быть сделаны аналогичным образом.

**4. Широкие резонансные структуры.** Широкая структура сечений оказывается полезной при определении полного содержания и более

Таблица 3. Некоторые рекомендуемые резонансы в реакциях, вызванных протонами. Резонансные интегралы  $I_T$  и максимальные сечения  $\sigma_m$  рассчитаны на основе резонансных параметров [18—23]

Ядро-мишень	$E_T$ , МэВ	$\Gamma$ , лэб, МэВ	Излучение	$E_b^a$ , МэВ	$I_T$ , $10^{-24}$ см <sup>2</sup> ·эВ	$\sigma_m$ , $10^{-27}$ см <sup>2</sup>	Литература
<sup>6</sup> Li <sup>7</sup> Li	1,85 б	≈ 500	$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	1,443	1,44·10 <sup>5</sup>	184	[18, 94]
	0,441	12,2	$\gamma$	17,641	113,6	5,9	[18, 95]
	1,03	168	$p1\gamma$	18,156	13,2	0,05	
<sup>9</sup> Be	0,320	133	$\gamma$	0,478	1,17·10 <sup>3</sup>	44,3	[18, 95]
	0,992	80	$\gamma$	6,873	8,5	0,041	
	1,083	2,94	$\gamma$	7,477	53,4	0,43	
<sup>11</sup> B	0,163	5,67	$\gamma$	7,560	5,0	1,07	[19, 95]
			$\alpha_1 (R_\alpha > R_p)$	16,107	1,55	0,174	
	0,675 в	327	$\gamma$	3,668	405	45,5	
<sup>12</sup> C	0,459 г	36,5	$\alpha_1 (R_\alpha > R_p)$	16,58	17,4	0,034	[20, 95]
	1,699 г	67,6	$\gamma$	3,732	3,1·10 <sup>5</sup>	604	
	0,511	32,5	$\gamma$	2,365	4,7	0,082	
<sup>13</sup> C	1,462	17,3	$\gamma$	3,511	3,6	0,034	[20, 95]
	1,748	0,076	$\gamma$	8,062	59,4	1,17	
	0,338	96	$\gamma$	8,907	4,06	0,147	
<sup>15</sup> N	0,420 в	0,9/0,4	$\alpha_0 (R_\alpha > R_p)$	12,444	50,3	421	[24, 95]
	0,897 в	2,0	$\alpha_1\gamma$	3,714	1,55	0,01	
	1,028	140	$\alpha_1\gamma$	4,430	12,300	81,5	
<sup>16</sup> O	1,210	22,5	$\alpha_0$	4,430	272	0,021	[61]
	1,640	68	$\gamma$	13,091	192/432	856	
	0,633	2,1	$\alpha_1\gamma$	4,430	2687	1,55	
<sup>18</sup> O	0,987	3,8	$\alpha_0$	4,021	77,7	442	[22, 95]
	1,167	0,05	$\alpha_0$	4,430	97,144	284	
	1,169	0,6	$\alpha_0$	13,664	10,042	0,025	
<sup>19</sup> F	1,239	6,1	$\alpha_1\gamma$	4,430	18,481	173	[38]
	1,766	3,6	$\alpha_0$	3,343	893	271	
			$\alpha_0$	3,529	720	121	
		$\gamma$	9,098	0,4	5,1		
		$\alpha_0$	3,620	77,5	82,3		
		$\alpha_0$	3,666	1376	144		
		$\alpha_0$	3,961	4522	800		

<sup>19</sup> F	0,340 <sup>B</sup>	2,4	$\alpha\gamma$	6,1-7,2	463	102	[22, 95]		
	0,872 <sup>B</sup>	4,7	$\alpha\gamma$	6,1-7,2	4095	555			
	0,935 <sup>B</sup>	8,1	$p_2\gamma$	0,197	778	105			
	1,088	0,15	$\alpha\gamma$	6,1-7,2	2309	182			
			$p_1\gamma$	0,110	1857	146			
	<sup>23</sup> Na	0,592	0,64	$\alpha\gamma$	6,1-7,2	34		144	[22,35,36]
				$p_1\gamma$	0,110	20,1		85	
		1,011	0,5	$p_2\gamma$	0,197	347		1473	
				$\alpha_0 (R_\alpha > R_p)$	2,282	341		309	
		1,091	1,2	$\alpha_0$	2,549	224		281	
$\alpha_{1\gamma}$				1,634	30	39			
1,164		5,5	$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,601	745	91			
			$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,649	302	160			
1,283		6,0	$\alpha_{1\gamma}$	4,634	77	41			
			$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,726	421	49			
1,457	1,3	$p_1\gamma$	0,440	434	50				
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,840	122	43				
<sup>24</sup> Mg <sup>27</sup> Al	0,823	0,045	$p_1\gamma$	0,440	611	65	[23]		
			$\gamma$	3,077	1,2	0,6			
	0,774	0,130	$\gamma$	12,331	4,5	191			
			$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	1,974	25,5	73,2			
	0,992	0,400	$\gamma$	12,542	11,5	282			
			$\alpha_0$	2,147	292	1124			
	1,183	10,0	$\alpha_0$	2,275	441	83			
			$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,529	1299	571			
	1,364	42,5	$p_1\gamma$	1,779	11565	571		[23] [23]	
			$\gamma$	9,650	3,0	4,5			
1,723	0,42	$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,367	101	21,4				
		$\gamma$	40,076	9,6	4,4				
3,100	1,4	$\gamma$	10,257	8,4	15,2				
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$	2,738	2151	152				
0,814	9	$p_1\gamma$	2,230	1236	788				
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							
1,018	1,0	$\gamma$							
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							
1,251	0,35	$\gamma$							
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							
1,438	3,379	$p_1\gamma$							
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							
1,521	1,0	$p_1\gamma$							
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							
3,379	1,0	$p_1\gamma$							
		$\alpha_0 (R_\alpha < R_p)$							

а Энергия  $\alpha$ -частиц дана для угла  $\theta = 150^\circ$ . Для реакций захвата, характеризующих только « $\nu$ », даны максимальные значения энергии  $\nu$ -квантов. В реакциях, приводящих к возбужденным состояниям  $m$  ( $p_1\nu$ ) и ( $\alpha_1\nu$ ), дана энергия переходов с возбуждением. б  $R_\alpha$  и  $R_p$  — доли  $\alpha$ -частиц и протонов в дополнительных поглощениях соответственно. в Резонансы, используемые для определения водорода путем обмена налетающей частицы и ядра-мишени. г «Зависящие от глубины» благодаря широким резонансам энергии первичных  $\nu$ -квантов. д Расчетное  $\sigma_m$  превышает максимальное теоретическое значение.

расширенного определения профилей по глубине  $N_A(x)$  с помощью спектров излучения, измеренных при фиксированной энергии налетающих частиц. Если регулировать энергию бомбардирующих частиц в области плато дифференциального сечения, т.е.  $\sigma(\theta, E) \approx \sigma(\theta, E_0)$  в энергетическом интервале  $\Delta E_0$ , то

i) интегральный радиационных выход

$$Y(\theta, E_0) = \frac{\epsilon n \sigma(\theta, E_0)}{\cos \theta_1} \int_0^{x_0} N_A(x) dx \quad (22)$$

пропорционален полному количеству ядер  $A$  в соответствующей области на глубине  $x \leq x_0 = E_0 \cos \theta_1 / [NS_a(E)]$ ;

ii) в соответствии с уравнением (11) распределение спектральной интенсивности  $y(\theta, E_0, E)$  дает представление о распределении  $N_A(x)$  по глубине.

Если полуширина профиля по глубине сравнима с разрешением по глубине  $\delta t(x)$ , измеренное энергетическое распределение отражает непосредственно существующий профиль по глубине. Другими словами, профиль по глубине может быть получен с помощью процедуры развертки, с учетом зависящего от глубины энергетического разрешения  $\delta E(x)$ . Эталонные мишени с известной толщиной или относящейся к площади плотностью позволяют проводить калибровку по абсолютной интенсивности. Если можно пренебречь поглощением  $\gamma$ -квантов, уравнение (22) справедливо для частиц и  $\gamma$ -излучения. В случае заряженных конечных частиц как входящие, так и выходящие частицы дают вклад в фактор потери энергии [4, 14], определяемый как

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = NS_b(E) \left[ \frac{1}{\cos \theta_2} + \frac{K_{ab}}{\cos \theta_1} \frac{S_a(E_a)}{S_b(E_b)} \right], \quad (23)$$

и в соответствии с уравнениями (10) и (11) энергетическое распределение испущенных заряженных продуктов реакции описывается так:

$$y(\theta, E_0, E) dE = \frac{\epsilon n N_A(x) \sigma(\theta, E_a(x)) dE}{NS_b(E) \left[ \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} + K_{ab} \frac{S_a(E_a)}{S_b(E_b)} \right]}. \quad (24)$$

Данные по функциям возбуждения или дифференциальным сечениям  $\sigma(\theta, E)$  собраны в [24, 25] и могут использоваться для выбора ионов с определенной энергией.

Для спектров заряженных частиц функция энергетического разрешения  $\delta E(x)$ , задаваемая уравнением (14), содержит зависящие от глубины вклады разброса по энергиям  $\delta E_{st}^a(x)$  и  $\delta E_{st}^b(x)$  налетающих и конечных частиц соответственно,

$$\{\delta E_{st}(x)\}^2 = \{K_{ab}^2 (\delta E_{st}^a)^2 + (\delta E_{st}^b)^2\}, \quad (25)$$

и разрешение системы характеризуется выражением

$$\{\delta F_{sr}\}^2 = \{K_{ab}^2 (\delta E_0)^2 + (\delta E_\theta)^2 + (\delta E_{abs})^2 + (\delta E_d)^2\}. \quad (26)$$

Входящие в эту формулу члены соответствуют разбросу пучка по энергии  $\delta E_0$ , кинематическому уширению  $\delta E_\theta$  благодаря разбросу по углам, разбросу по энергиям в фольге поглотителя  $\delta E_{abs}$  и конечному разрешению детектора  $\delta E_d$ . Во многих случаях сам детектор и дополнительный поглотитель ограничивают энергетическое разрешение, и только для больших глубин становится существенным влияние разброса по энергиям. Исходя из энергетического разрешения [см. уравнение (14)], разрешение по глубине может быть получено с помощью уравнения (23).

**5. Результаты, полученные из спектров частиц и  $\gamma$ -квантов.** Для нескольких легких ядер реакции, вызванные дейтронами, позволяют

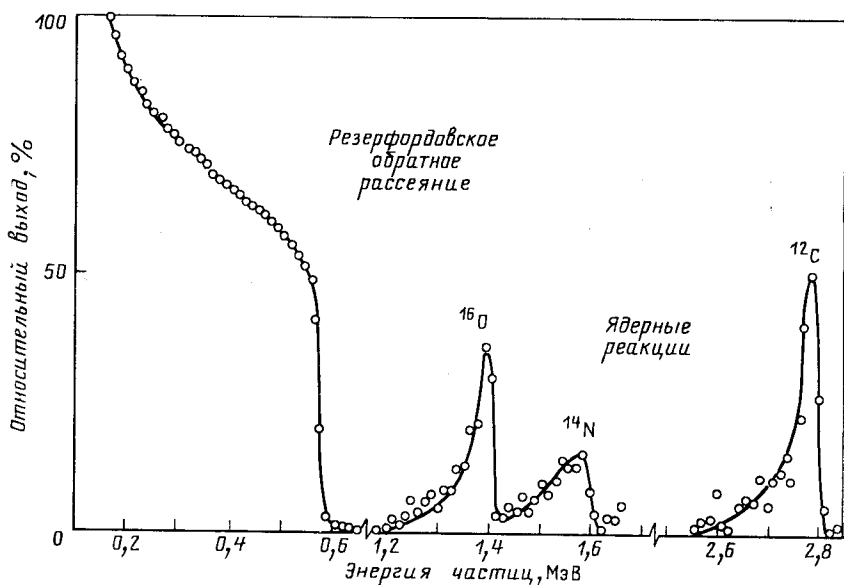


Рис. 17. Группы протонов и упругорассеянных падающих частиц, полученных при облучении дейтронами образца стали, подвергавшегося воздействию высокотемпературных газов реактивного топлива (рисунок взят из [66])

проводить одновременный анализ различных элементов. Однако из-за их довольно плохого разрешения по глубине ( $\delta t > 100$  нм при использовании поглощающих фольг) ( $d, p$ )-реакции обычно применяются для измерения распределений элементов на глубинах в несколько микрометров, так же как и их общее содержание. В качестве примера на рис. 17 показан спектр частиц, вызванный бомбардировкой дейтроном с энергией 0,66 МэВ образца стали, который подвер-



гался воздействию эрозионных потоков раскаленных газов ракетного топлива [66]. Широкие протонные группы, возникшие в результате реакций  $^{12}\text{C} (d, p_0)$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N} (d, p_5)$ ,  $^{15}\text{N}$  и  $^{16}\text{O} (d, p_1)$ ,  $^{17}\text{O}$ , свидетельствуют о проникающей способности газовых составляющих в матрицу стали. Исходя из уравнения (6) максимальные выходы для верхних энергетических границ протонных групп соответствуют концентрации у поверхности образца. Форма спектрального выхода частиц определяется, главным образом, произведением  $N_A(x) \sigma \times (\theta, E_a(x))$ , которое уменьшается с глубиной. Детальный анализ показал, что экспозиция приводит к увеличению содержания кислорода и азота вплоть до глубин 0,57 — 0,64 мкм, в то время как для углерода концентрация в объеме образца определялась на глубине 0,95 мкм. На рис. 17 также приведен интенсивный низкоэнергетичный континуум, возникающий из-за упругого рассеяния дейтрона, который характеризует скорость счета детектора и дает начало эффектам импульсного наложения [67]. Здесь режекция наложений использовалась для отделения  $^{16}\text{O} (d, p_1)$ -пика от выдающегося края дейтронного континуума. Как отмечалось ранее, эти упругорассеянные частицы обычно подавляются калибровочными поглощающими фольгами. Майлар ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ), алюминий и золото являются типичными материалами для этих целей. Поглотители могут также использоваться для подавления  $\alpha$ -частиц, если представляет интерес реакция  $(d, p)$ . Тормозные способности и пробеги  $p$ -,  $d$ - и  $\alpha$ -частиц в майларе табулированы в [68].

Далее детально рассматривается анализ кислорода, описывается экспериментальная техника для конкретных аналитических задач.

В работе [69] изучали толщину и состав слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  на сплаве железа, измеряя одновременно содержание кислорода и алюминия с помощью  $^{16}\text{O} (d, p_0)$ ,  $^{17}\text{O}$ - и  $^{27}\text{Al} (d, p_{0+1})$ ,  $^{28}\text{Al}$ -реакций.

Амсель с сотр. [70] исследовали стимулированную нагревом диффузию кислорода в цирконии и циркониево-медном сплаве, используя реакцию  $^{16}\text{O} (d, p)$ ,  $^{17}\text{O}$  при энергии  $E_d = 823$  кэВ. В области этой энергии сечение реакции имеет плато, и на тяжелых ядрах циркония конкурирующие реакции не идут. Из профилей концентрации кислорода, измеренных до глубин около 180 мкм дополнительным диспергированием, были выведены коэффициенты диффузии кислорода в цирконии. При использовании майлара толщиной 13 мкм была получена функция разрешения, равная 40 кэВ для эталонной мишени  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  толщиной 16 нм, нанесенной на тантал путем анодирования.

Чен с сотр. [71] комбинировали применение ядерной реакции  $^{16}\text{O} (d, p_1)$ ,  $^{17}\text{O}$  с резерфордовским обратным рассеянием и эмиссией рентгеновского излучения при протонном возбуждении для неразрушающего анализа поверхностных оксидных слоев костяного накопника стрелы, возраст которого 2200 лет. Результаты показывают, что SnO и CuO являются доминирующими поверхностными компонентами, предотвращающими коррозию.

На рис. 18 демонстрируется одновременное детектирование атомов кислорода на поверхности и в более глубоких слоях с помощью  $^{16}\text{O}(d, p_1)^{17}\text{O}$ -реакции [72]. Мишень-сандвич (310 нм  $\text{Co}$  — 330 нм  $\text{Cr}$  на толстом  $\text{Al}$ ) бомбардировалась дейтронами с энергией 0,97 МэВ, а испускаемый спектр частиц измерялся поверхностным барьерным детектором (диаметр 12 мм,  $\delta E_d \approx 27$  кэВ) после прохождения через 20 мкм майларовую фольгу. При данной геометрии ( $\Omega = 9$  мср)

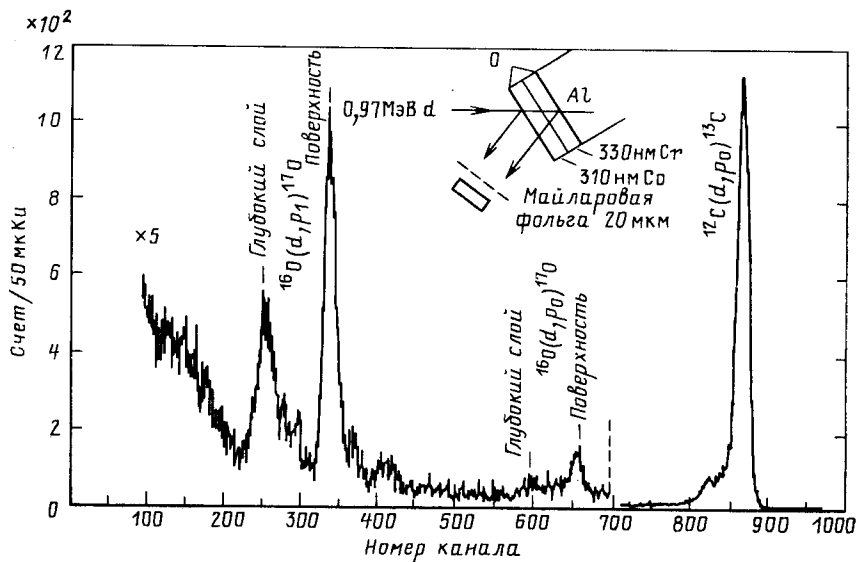


Рис. 18. Протонный спектр, измеренный при бомбардировке дейтронами мишени-сандвича с загрязненной кислородом поверхности перехода  $\text{Cr} - \text{Al}$ . Детектор защищен майларом толщиной 20 мкм [72]

пучок с током дейтронов 30 нА вызывал 300 отсчет/с. Четко выделяются две группы  $^{16}\text{O}(d, p_1)$ , возникающие из слоев оксида на поверхности кобальта и в переходной области  $\text{Cr} - \text{Al}$ . Высокоэнергетичный хвост низкоэнергетичного пика  $^{16}\text{O}(d, p_1)$  указывает на присутствие примеси кислорода также внутри слоя хрома. Мишень наклонялась под углом  $\theta = 45^\circ$ , в то время как угол детектирования был настроен на  $\theta = 150^\circ$ . Таким образом, эффективная длина пробега для частиц, образующихся в переходном слое  $\text{Cr} - \text{Al}$ , возросла до 1,05 мкм. В предположении, что поверхностьный слой оксида очень тонок, по ширине энергетического пика определяли усредненное разрешение по глубине [см. уравнение (23)], которое составляло 120 нм на поверхности. Это типичное значение для  $(d, p)$ -реакций. Для определения кислорода на поверхности с высокой чувствительностью выбирался локальный максимум функции возбуждения  $^{16}\text{O}(d, p_1)^{17}\text{O}$  (см. рис. 5) при  $E_d = 0,97$  МэВ. В этом случае сечение составляло  $13 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср при  $165^\circ$  [25]. В глубоколежащем слое

энергия дейтронов равна 0,83 МэВ и сечение также уменьшено, что приводит к уменьшению интегрального выхода протонов. При калибровке с помощью тонкой эталонной мишени  $Ta_2O_5$  интегральные интенсивности пиков соответствуют  $4,5 \cdot 10^{16}$  О/см<sup>2</sup> (поверхность) и  $8,3 \cdot 10^{16}$  О/см<sup>2</sup> (область перехода).

Как видно из рис. 5, при малых энергиях дейтрона выход  $\gamma$ -квантов из  $^{16}O(d, p\gamma)^{17}O$  несколько выше или, наконец, сравним с

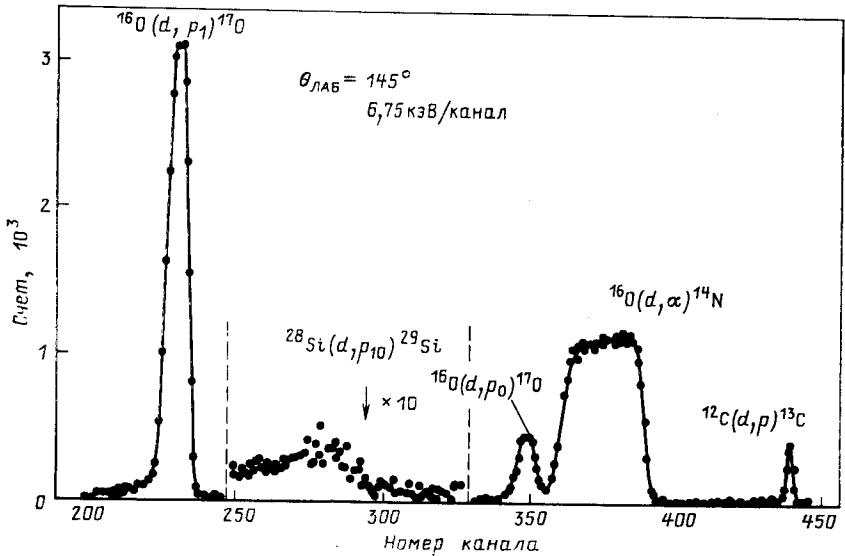


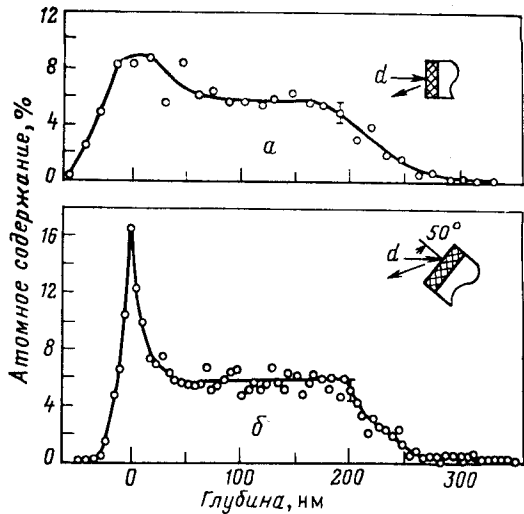
Рис. 19. Спектр частиц от бомбардировки дейтронами с энергией 900 кэВ поверхностного слоя  $SiO_2$  толщиной 600 нм при нормальном угле падения (рисунок взят из [73])

$^{16}O(d, p_1)^{17}O$ -выходом. Полное количество кислорода легко измерить по пику 871 кэВ  $\gamma$ -излучения из реакции  $^{16}O(d, p\gamma)^{17}O$ . В противоположность анализируемым частицам энергия  $\gamma$ -квантов не зависит от энергии налетающих частиц и угловая зависимость сечения намного слабее.

На предел чувствительности [обычно это величина порядка  $10^{13} - 10^{14}$  О/см<sup>2</sup> в случае  $^{16}O(d, p_1)^{17}O$ ] сильно влияет интерференция с группами частиц из конкурирующих реакций. Это уже демонстрировалось на рис. 3 в случае анализа кислорода в образце толстого кремния. При этом предел детектирования определяется интенсивностью  $^{28}Si(d, p_{10})$ -группы, интерферирующей с протонным пиком  $^{16}O(d, p_1)$ .

Для конечных частиц с большим тормозным сечением  $S_b$  фактор потери энергии увеличивается [см. уравнение (23)]. Таким образом, разрешение по глубине для реакции  $^{16}O(d, \alpha)^{14}N$  улучшено по сравнению с разрешением реакции  $^{16}O(d, p_0)^{17}O$ , как показано на рис. 19,

Рис. 20. Профиль концентраций кислорода, полученный с помощью энергетического анализа  $^{16}\text{O}$  ( $d, \alpha$ ) алюминиевой пленки толщиной 220 нм для нормального ( $a$ ) и скользящего ( $b$ ) углов падения пучка дейтронов с энергией 900 кэВ (рисунок взят из [74])



где приведен спектр частиц, возникший под воздействием дейтронов из поверхностного слоя  $\text{SiO}_2$  толщиной 0,6 мкм на кремнии [73]. При энергиях дейтрона  $E_d \leq 1$  МэВ и  $\theta = 165^\circ$  сечения обеих реакций примерно сопоставимы [25]. Для поддержания разрешения на уровне 20—40 нм на глубине 0,2—1,5 мкм нет необходимости помещать какие-либо фольги перед детектором. Следовательно, можно использовать пучки с малым током, если при этом увеличивать время облучения, обычно до нескольких часов на спектр [74]. Дальнейшего улучшения разрешения по глубине можно достигнуть, наклоняя мишень. Пикро [74] анализировал распределение кислорода в алюминиевой пленке толщиной 220 нм, нанесенной на слой твердого серебра. Результаты показаны на рис. 20. В слое алюминия атомное содержание кислорода составило 6 %. Скользящее падение улучшило поверхностное разрешение по глубине в 4 раза.

Обычно спектр  $\alpha$ -частиц из  $^{16}\text{O}$  ( $d, \alpha_0$ )  $^{14}\text{N}$ -реакции интерферирует с высокоэнергетичными протонными группами из  $^{16}\text{O}$  ( $d, p_0$ ) и  $^{12}\text{C}$  ( $d, p_0$ ). Как показал Пикро [74], этот эффект можно предотвратить, уменьшая наклон детектора. Подобные преимущества тонких обедненных зон получают тогда, когда низкоэнергетичные частицы выводятся в присутствии интенсивного  $\beta$ -излучения, наведенного радиоактивностью мишени [5]. Для поддержания хорошего разрешения рекомендуется использовать детекторы с низким удельным сопротивлением [74].

В экспериментах с очень хорошим разрешением [75] при анализе конечных частиц с помощью магнитного спектрометра слои  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  толщиной 170 нм на кремнии бомбардировались дейтронами с энергией 0,9 МэВ под нормальным углом. Было достигнуто разрешение по глубине 17 нм для  $^{16}\text{O}$  ( $d, \alpha_0$ )-распределения и 50 нм для  $^{16}\text{O}$  ( $d, p_1$ )-группы. При этом отпадает необходимость в использовании поглощающих фольг, но становится невозможным одновременное определение различных изотопов.

Аналогично при детектировании кислорода, реакции ( $d, \alpha$ ), ( $d, p$ ) и ( $d, p\gamma$ ) могут также использоваться при измерении содержания  $^{14}\text{N}$  и его профилей по глубине. Реакция  $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$  позволяет определять профили по глубине с хорошим разрешением. Однако сечения при этом в 4 раза меньше сечения реакции  $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$ .

Дебрас и Деконнинк [77] использовали пучок дейтронов с энергией 1,55 МэВ с пятном пучка 1 мм для поверхностного сканирования образцов промышленных стекол. Анализируя выход частиц  $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)$  в зависимости от положения пучка, была обнаружена сильная неравномерность в поверхностном распределении азота. При токе пучка 10 нА потребовалось примерно 2 ч для сканирования образца, содержащего  $10^{-5}$  г растворенного азота. Для изучения профилей  $^{14}\text{N}$  в азотистых сталях до глубины около 30 мкм использовались харвеловские микросонды [78, 79]. Вертикальные структуры удлинялись до нескольких сот микрон путем косых срезов и сканировались с помощью дейтронного микропучка с пятном  $10 \times 30$  мкм, при этом считались интегральные интенсивности  $^{14}\text{N}(d, p_0)$ - и  $\text{N}(d, \alpha_0)$ -групп частиц. Выходы преобразовывались в концентрации элементов с помощью  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -стандартов. Например, исследования [79] показывают, что преимущественное осаждение нитрида титана препятствует перемещению азота в толщу образца.

МакМиллан и Пьерс [79] исследовали с помощью такой же экспериментальной методики диффузию углерода в сталях быстрых реакторов, используя очень эффективную реакцию  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  при энергии  $E_d = 1,3$  МэВ. По сравнению с  $^{16}\text{O}(d, p_1)^{17}\text{O}$  сечение этой реакции больше чем на порядок. При изучении углерода и азота с помощью микропучков были установлены пределы чувствительности для концентрации порядка  $10^{-4}$  г [78]. На определение малых концентраций углерода влияют осаждение и повреждения углеводородов под воздействием облучения. Подобные систематические эксперименты были предприняты Вебером и Куаглия [80], которые также обнаружили стимулированный ионным пучком рост или распад кислорода на поверхности кремниевых и медных мишеней соответственно. Загрязнения поверхности углеродом уменьшаются, если помещать ловушку с жидким азотом вблизи поверхности образца. Осаждение углеводородов во время измерения может быть определено измерением выхода углерода в зависимости от собранного ионного заряда [80].

Об измерениях углерода в поверхностных слоях образцов лунного грунта сообщил Томбрелло [41]. Здесь с помощью реакции  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  достигаются наилучшая чувствительность и разрешение по глубине для отделения поверхностного углерода (имплантированного солнечным ветром или из вулканических паров) от углерода в объеме образца (местного происхождения или перераспределенного с поверхности). Содержание углерода в поверхностных слоях составляет  $10^{13}$  атом/см<sup>2</sup>. Благодаря этой реакции при разрешении по глубине порядка 100 нм можно определять объемную кон-

центрацию менее  $10^{-4}$  г. Измеренные углеродные спектры свидетельствуют об интерференции с другими реакциями, вызванными дейтронами под воздействием  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ . Идентификация пиков в измеренных спектрах проводилась с использованием соответствующих эталонных образцов.

В следующем примере рассматривается поглощение окиси углерода на поверхности платины [82]. При энергии дейтрона 0,97 МэВ обе реакции  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}(d, p_1)^{17}\text{O}$  использовались для одновременного определения углерода и кислорода. Следовательно, стехиометрия С — О может быть легко проверена.  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ -реакция

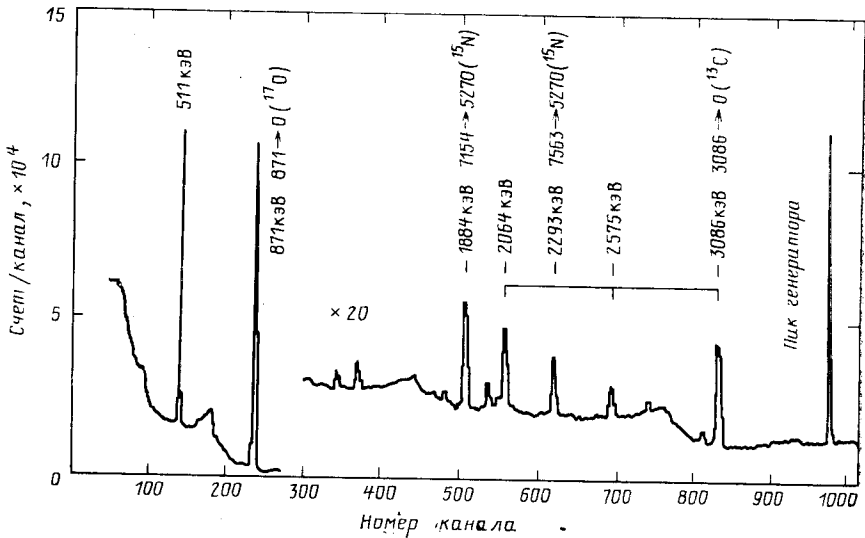


Рис. 21. Спектр  $\gamma$ -излучения из образца азотированной стали, облученной дейтронами с энергией 1,5 МэВ [72]

калибровалась относительно  $^{16}\text{O}(d, p_1)^{17}\text{O}$  замороженным  $\text{CO}_2$  в качестве вторичного стандарта. Чтобы предотвратить эрозию замороженных газовых пленок, доза бомбардирующих  $^2\text{H}^+$  была ограничена до 2 мкКи в пятне пучка  $3 \text{ мм}^2$ .

При бомбардировке углерода дейтронами также заселялись возбужденные состояния  $^{13}\text{C}$ , о чем свидетельствует испускание интенсивного  $\gamma$ -излучения. В качестве примера на рис. 21 мы приводим спектр  $\gamma$ -излучения из образца стали, бомбардируемого дейтронами с энергией 1,5 МэВ. Спектр  $\gamma$ -квантов наблюдался с помощью  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом  $80 \text{ см}^3$  (разрешение 5,7 кэВ для линии 2,6 МэВ), расположенного на расстоянии 4 см от мишени. Отчетливо видны пики  $\gamma$ -квантов реакции  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  с энергией 3086 кэВ и соответствующие пики утечек, отмеченные скобкой. Видны также пики, соответствующие реакциям  $^{16}\text{O}(d, p_0)^{17}\text{O}$  (871 кэВ) и  $^{14}\text{N}(d, p\gamma)^{15}\text{N}$

(2293 и 1884 кэВ). Происхождение двух пиков азота связано с различными переходами в  $^{15}\text{N}$ , как следует из рис. 21. Интегральные интенсивности пиков использовались для определения полного содержания С, О и N.

На рис. 22 мы сравниваем функции выхода реакций  $^{12}\text{C}(d, p_0)$  и  $^{12}\text{C}(d, p\gamma)$  для области энергий падающих частиц  $E_d = 0,7 \div 1,3$  МэВ [72]. Обе кривые выхода были измерены одновременно

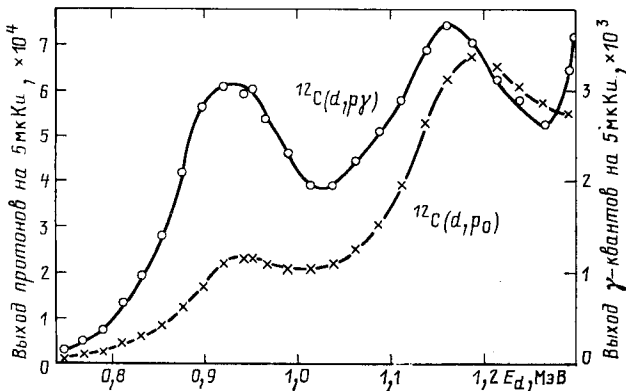


Рис. 22. Кривые выхода для  $^{12}\text{C}(d, p_0)$ - и  $^{12}\text{C}(d, p\gamma)$ -реакций. Выход  $\gamma$ -квантов из мишени 80 нм углерода на тантале измерялся с помощью Ge (Li)-детектора объемом 40 см<sup>3</sup> на расстоянии 40 мм от мишени. Телесный угол детектора частиц составлял 9 мср [72]

с использованием Ge (Li)-детектора объемом 40 см<sup>3</sup> и поверхностным барьерным детектором диаметром 12 мм при углах детектирования 90 и 150° соответственно. В среднем доминирующим является вклад  $(d, p_0)$  (большим примерно на порядок), и канал частиц считается наиболее подходящим для определения углерода.

Обычно спектры  $\gamma$ -квантов, измеренные при фиксированных энергиях падающих частиц, не дают информации о профилировании по глубине. Исключением из этого правила являются первичные  $\gamma$ -кванты, испущенные в реакциях захвата, рассмотренных в разд. 2, п. 2 (см. рис. 7). Энергии этих первичных  $\gamma$ -квантов зависят от действительной энергии захваченной падающей частицы. Следовательно для данной падающей энергии  $E_0$  испущенная энергия  $\gamma$ -квантов зависит от глубины.

Джой и Барнес [76] применяли реакцию  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  для исследования оксидных слоев и показали, что прямой захват протонов приводит к энергиям  $\gamma$ -квантов, которые зависят от глубины. Процесс прямого захвата проявляется в сглаженном поведении сечения этих реакций при энергиях протонов  $E_p \leq 1,5$  МэВ. В противоположность этому сечение  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ -реакции — широкий резонанс ( $\Gamma = 36$  кэВ) вблизи  $E_p = 0,457$  МэВ, который соответствует пер-

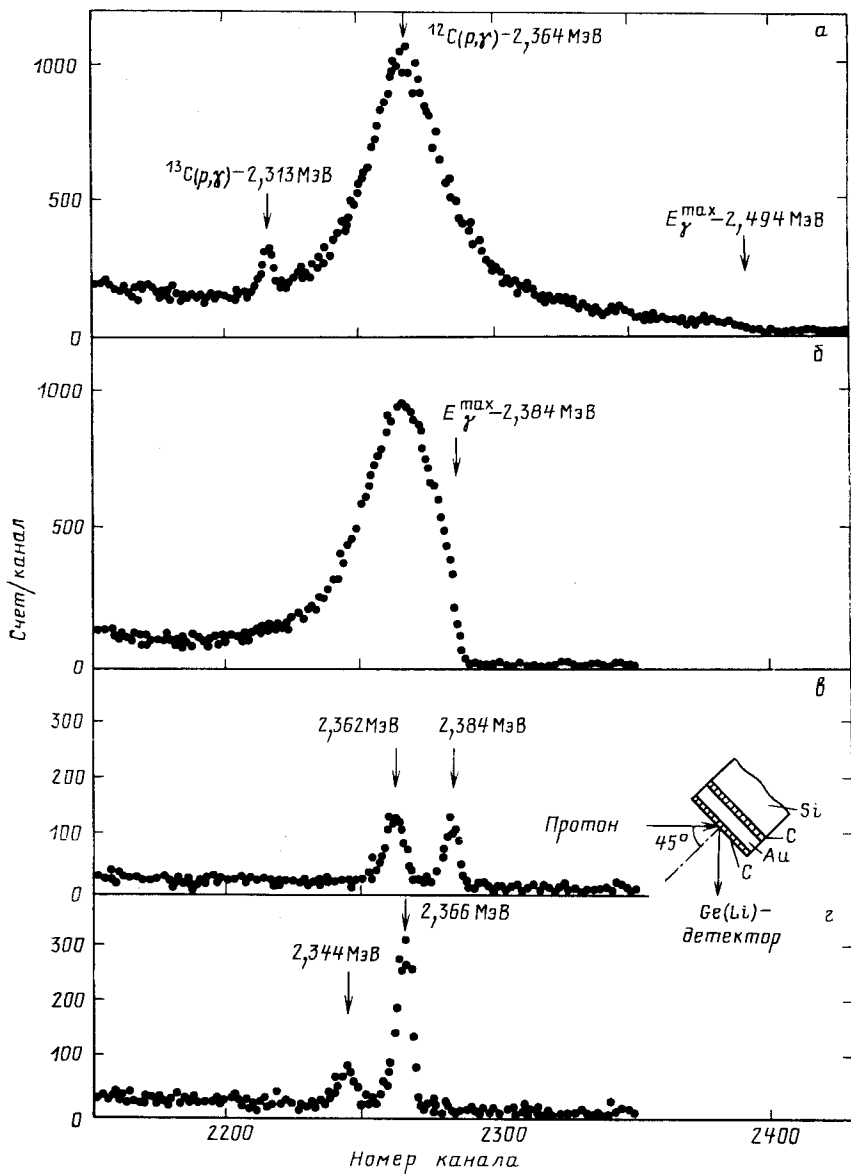


Рис. 23. Спектры  $\gamma$ -излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ , измеренные в области резонанса с энергией  $E_p = 0,457$  МэВ. Спектры из толстых мишеней при  $0,596$  МэВ (а) и  $0,477$  МэВ (б) показывают, что существует резонанс первого возбужденного состояния  $^{13}\text{N}$  и обрыв при  $E_{\gamma}^{\max}$ , равной  $2,494$  МэВ и  $2,384$  МэВ соответственно. Четко разделенные пики  $\gamma$ -квантов наблюдаются для мишеней-сандвичей при энергиях  $E_p = 0,477$  МэВ (в) и  $0,457$  МэВ (з) (рисунок взят из [83])



вому возбужденному состоянию  $^{13}\text{N}$ . Рудольф с сотр. [83] сообщили о профилировании углерода по глубине, применяя спектроскопию  $\gamma$ -квантов при фиксированной энергии падающих протонов. Результаты приведены на рис. 23. Это спектры, измеренные для мишени из реакторного графита и для сэндвичевых структур (10 нм С + 100 нм Au + 10 нм С) на толстом образце кремния. Верхние кривые были получены при бомбардировке толстой графитовой мишени протонами с энергией 0,596 и 0,477 МэВ соответственно. Как

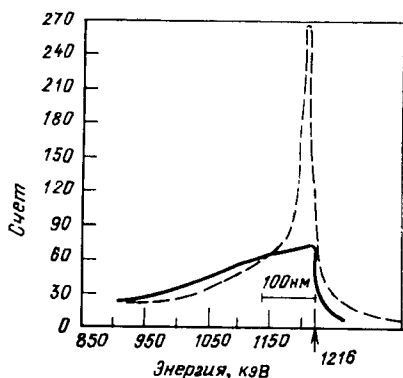


Рис. 24. Энергетическое распределение групп  $\alpha$ -частиц, испущенных сплавом Cu — Ве, который облучался протонами с энергией 300 кэВ после отжига при температуре 525 °C (сплошная кривая) и 885 °C (пунктир) (рисунок взят из [84])

видно, максимум энергии  $\gamma$ -излучения зависит от энергии падающих протонов и для больших энергий протонов широкий пик  $\gamma$ -квантов отражает форму резонанса. Исходя из уравнения (1) максимум энергии  $\gamma$ -излучения описывается формулой

$$E_{\gamma}^{\max} = Q_0 + \frac{m(^{12}\text{C})}{m(^{12}\text{C}) + m(^1\text{H})} E_p, \quad (27)$$

в соответствии с прямым процессом захвата. Для реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)$  значение  $Q$  дается как  $Q_0 = 1,943$  МэВ. В нижней части рис. 23 показаны хорошо разделенные пики  $\gamma$ -квантов из углерода у поверхности и из глуболежащего слоя. Интенсивности пиков зависят от энергии падающих частиц в соответствии с формой сечения. К сожалению, сечения обеих реакций  $^{16}\text{O}(p, \gamma)$  и  $^{12}\text{C}(p, \gamma)$  очень малы и их применимость сильно ограничена.

Функции выхода  $^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}$  и  $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$  имеют широкие резонансы в области 0,35 МэВ с сечениями  $(20-30) \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср при угле детектирования  $\theta = 138^\circ$ . Реакция  $(p, \alpha)$  хорошо подходит для анализа с высоким разрешением вблизи поверхности и использовалась Пронко с сотр. [84] для измерения наведенной активности бериллия, имплантированного в образцы никеля и меди. Как показано на рис. 24, постоянная концентрация Ве дает слабо падающий выход с возрастанием глубины. В противоположность этому наблюдается большое поверхностное расслоение, вызванное процессом

отжига, благодаря более предпочтительному окислению бериллия на поверхности. Номинальное разрешение по глубине было 15 нм.

Для измерения полных концентраций бериллия вплоть до глубин в несколько микрон обычно предпочтительными являются как  ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$ -, так и  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ -реакции. Последняя приводит к испусканию  $\gamma$ -квантов с энергией 2,19 МэВ при девозбуждении первого возбужденного состояния ядра  ${}^6\text{Li}$ .

В работе [85] проведено сравнение результатов анализа с использованием реакции  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$  с результатами измерения методом

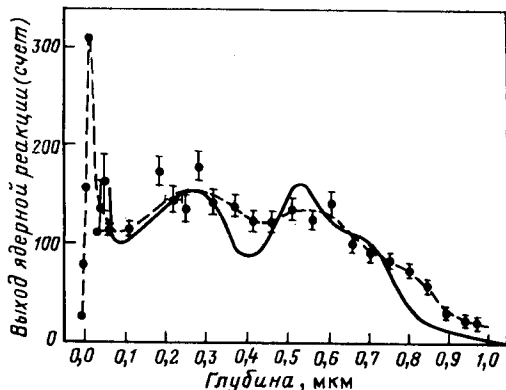


Рис. 25. Концентрация профилей ионов бериллия по глубине имплантированного в субстрат арсенида галлия и измеренного с помощью  $(p, \alpha)$ -реакции (точки) и масс-спектрометрии вторичных ионов (сплошная кривая) (рисунок взят из [87])

масс-спектрометрии вторичных ионов послойно имплантированного бериллия в первый микрон матрицы GaAs ( $10^{16}$  атом Ве/см<sup>2</sup>, 110 кэВ). Как видно из рис. 25, после процесса отжига в течение 30 мин при 800 °С с помощью  $(p, \alpha)$ -реакции обнаружено сильное поверхностное расслоение бериллия, что невозможно было бы наблюдать методом масс-спектрометрии вторичных ионов. Была выбрана энергия пучка  $E_p = 2,25$  МэВ, приходящаяся на максимум сечения ( $14 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср при 45°) [85]. Использовался протонный пучок с разбросом по энергии  $\delta E_0 \approx 1$  кэВ; энергетическое разрешение двойного фокусирующего магнитного спектрометра с позиционно-чувствительным детектором было 3,2 кэВ. По ширине бериллиевого поверхностного пика было получено разрешение по глубине около 10 нм. При глубине 200 нм разброс по энергии становился основной причиной ухудшения разрешения по глубине.

Анализ бериллия с помощью налетающих дейтронов возможен также при использовании реакций  ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$  или  ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}$ . Это может представлять интерес при одновременном определении бериллия с другими легкими элементами [68].

При измерении полного содержания атомов бора целесообразно использовать  ${}^{10}\text{B}(d, p){}^{11}\text{B}$ -реакцию. В термически нанесенных слоях бора на кремниевые пластины, кроме Si — В-фазы, была найдена также В<sub>2</sub>О-компонента при одновременном детектировании  ${}^{10}\text{B}$  и

$^{16}\text{O}$  [87]. Детектор был покрыт майларовой пленкой толщиной 32 мкм для подавления интерференции ( $d, \alpha$ )-реакции.

Реакция ( $d, p$ ) также использовалась Оливером и Пайсачем [87] для изучения бора в турмалине и боросиликатных стеклах.

Доказано, что выход  $^{10}\text{B}$  ( $d, p_0$ ) при  $E_d \approx 2 \div 3$  МэВ примерно постоянен при угле детектирования  $30^\circ$ . Кроме малой интенсивности реакции  $^{14}\text{N}$  ( $d, p_0$ ), образцы стекол дают значительный  $^{28}\text{Si}$  ( $d, p_1$ )-пик и для образцов турмалина, которые содержат алюминий. Спектр показывает наличие сложной  $^{27}\text{Al}$  ( $d, p_{0+1}$ )-группы. Максимальная измеренная концентрация бора достигала 0,1 %.

Реакция  $^{10}\text{B}$  ( $\alpha, p$ ) $^{13}\text{C}$  обычно используется при изучении профилей бора по глубине. В этом случае резонанс при 1,507 МэВ ( $\Gamma = 18$  кэВ) вместе с варьированием энергии налетающих частиц позволяет проводить профилирование  $^{10}\text{B}$  для слоев Si — В толще 100 нм [88].

При анализе приповерхностного лития обычные реакции — это  $^6\text{Li}$  ( $d, \alpha$ ) и  $^6\text{Li}$  ( $p, \alpha$ ) $^3\text{He}$ . В случае ( $p, \alpha$ )-реакции могут детектироваться как испущенные  $\alpha$ -частицы, так и  $^3\text{He}$ . Максимальные сечения ( $10-40$ ) $\cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср наблюдаются при углах «вперед»  $\theta < 60^\circ$  и энергиях падающих частиц около 1,7 МэВ. Из-за относительно низкого значения  $Q$  ( $Q_0 \approx 4$  МэВ) использование ( $p, \alpha$ )-канала нецелесообразно в связи с дополнительным поглотителем. Следовательно, обычно предпочитается ( $d, \alpha$ )-реакция, которая характеризуется сглаженной формой сечения с максимумом  $6 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср для области энергии дейтрона 0,6 МэВ.

Реакция ( $d, \alpha$ ) использовалась Мёллером с сотр. [89] для определения коэффициента диффузии из измерений профиля по глубине. Был получен резко уменьшенный коэффициент диффузии, что является результатом радиационного повреждения во время имплантации ионов, и обнаружен четкий поверхностный пик, свидетельствующий о захвате диффундирующего лития у поверхности.

Обсудим, наконец, некоторые черты анализа дейтерия. Детектирование дейтерия на практике осуществляется с помощью двух реакций:  $^2\text{H}$  ( $d, p$ ) $^3\text{H}$  или  $^2\text{H}$  ( $^3\text{He}, p$ ) $^4\text{He}$ . Последняя реакция часто рекомендуется из-за большого значения  $Q$  ( $Q_0 \approx 18$  МэВ) и большого сечения. Однако большинство ускорителей дает дейтроны и не дает ионов  $^3\text{He}$ . Следовательно, на практике более типично использование реакции  $^2\text{H}$  ( $d, p$ ) $^3\text{H}$ . Для энергии этой реакции выше 1 МэВ сечение примерно постоянно (около  $8 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/ср).

Диффузия имплантированных ионов дейтерия в никель была противопоставлена накоплению дейтерия из газовой фазы на поверхности платины [89]. Профили по глубине наблюдались с помощью реакции  $^2\text{H}$  ( $d, p$ ) $^3\text{H}$  при  $E_d = 2$  МэВ. Только когда поверхность образца загружалась от газовой фазы, были получены известные коэффициенты диффузии, типичные для неповрежденных материалов. Исследуя профили имплантированных ионов дейтерия в твердые мишени никеля, Хуфшмидт с сотр. [90] получили хо-

рошее разрешение по глубине, замещая поглощающую фольгу перед детектором сепаратором электростатического поля. При высоких имплантационных флюенсах дейтронов (более чем  $3 \cdot 10^{18}$   $^2\text{H}/\text{см}^2$ ) была получена значительная повторная эмиссия, которая объяснялась эффектами вспучивания [91]. Захват дефектами имплантированных ионов дейтерия в алюминии изучался Кидо с сотр. [92]. В то время как профили дейтерия по глубине измерялись с помощью реакции  $^2\text{H} (^3\text{He}, p)^4\text{He}$  после отжига при различных температурах, полное количество наблюдалось с помощью реакции  $^2\text{H} (d, p)^3\text{H}$  при энергии  $E_d = 0,8$  МэВ. Детектор экранировался майларовой фольгой толщиной 12 мкм, в которой было несколько небольших отверстий, а глубина активной зоны детектора составляла 300 мкм.

Ядерные реакции специфичны для каждого изотопа [см. уравнение (5)] и, следовательно, служат прекрасной основой для методов определения следов элементов. Возможности реакций, вызванных дейтронами и протонами для детектирования  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  в связи с микропробами Харвелла, продемонстрированы МакМилланом с сотр. [96].

Примеры, которые обсуждались в настоящем разделе, ограничиваются наиболее употребляемыми реакциями. Более полный перечень реакций, а также рекомендуемые энергии падающих частиц и параметры эксперимента опубликованы в [24].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение ядерных резонансных реакций для приповерхностного анализа твердых тел продемонстрировано на обширном круге примеров — от технологии производства полупроводниковых электронных устройств до исследования геологических и археологических образцов. В рассмотрение входят кривые выхода в окрестностях узких резонансов, а также измеренные спектры излучения при фиксированных энергиях падающих ионов. В итоге можно сказать, что во многих случаях ядерные резонансные реакции являются ценным развитием аналитических методов исследования.

Современные тенденции в этой области связаны с применением различных аналитических методов, дополняющих друг друга, одновременно с улучшением аналитических возможностей, таких, как чувствительность, поверхностное разрешение и разрешение по глубине. В этом направлении развитие ионных микропучков открывает новые возможности. Поверхностное распределение и распределение отдельных изотопов или атомных ядер по глубине можно, наконец, измерять одновременно, если для идентификации используются заряженные конечные частицы.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ И  
РЕЗОНАНСНЫХ ИНТЕГРАЛОВ

В литературе резонансы часто характеризуются энергией резонанса  $E$  и полной шириной  $\Gamma$ , которые задаются в лабораторной системе, а также нормированными выходами резонансов  $Y_N$  [18—23]:

$$Y_N = (2J + 1) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}. \quad (\text{П1})$$

Здесь  $J$  — полный спин состояния компаунд-ядра, дающего соответствующий резонанс. Парциальные ширины  $\Gamma_a$  и  $\Gamma_b$  характеризуют входные и выходные каналы реакций  $A(a, b)B$ , а полная ширина  $\Gamma$  является суммой всех парциальных ширин. Максимальное сечение, содержащееся в формуле Брейта — Вигнера [см. уравнение (16)] дается как

$$\sigma_{\text{н}} = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(\Gamma/2)^2}, \quad (\text{П2})$$

где приведенная волна де Бройля  $\lambda$  в с. ц. м.

$$\lambda = \frac{\hbar}{(2\mu E')^{1/2}}, \quad (\text{П3})$$

$\mu$  — приведенная масса налетающей частицы и ядра мишени;  $E'$  — кинетическая энергия соударяющихся партнеров в с. ц. м. Это дает

$$\pi \lambda^2 = 0,652 \cdot 10^{-24} \left( \frac{m_a + m_A}{m_A} \right)^2 \frac{1}{A_a E}, \quad (\text{П4})$$

где  $A_a$  — атомное массовое число налетающей частицы  $a$ ;  $E$  — энергия налетающей частицы в л. с. к. Статистический фактор

$$g = \frac{2J + 1}{(2s + 1)(2J_0 + 1)} \quad (\text{П5})$$

зависит от известных спинов  $s$  и  $J_0$  налетающей частицы и ядра мишени в их основных состояниях соответственно и часто от неизвестного спина  $J$  компаунд-ядра.

Отношение  $\Gamma_b/\Gamma$  описывает вероятность того, что компаунд-состояние будет распасться в конечный канал  $b$ . Этот канал описывает переход в определенное состояние образующегося ядра.

Для узких резонансов условие  $\Gamma \ll E$  практически всегда выполняется и резонансный интеграл

$$I_r = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(E) dE = \frac{\pi}{2} \Gamma \sigma_m \quad (\text{П6})$$

или

$$I_r = \frac{2(\pi \lambda)^2}{(2s + 1)(2J_0 + 1)} (2J + 1) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}. \quad (\text{П7})$$

При взятии этого интеграла длина волны де Бройля принимается постоянной в области узкого резонанса. Спины основного состояния  $s$  и  $J_0$  известны из литературы [18—23] и  $(\pi \lambda)^2$  определяется из уравнения (П4). Следовательно,

используя нормированные выходы, резонансный интеграл может быть вычислен и из уравнения (П6) может быть получено значение максимального сечения

$$\sigma_m = \frac{2I_r}{\pi\Gamma} . \quad (\text{П8})$$

В соответствии с уравнением (10) для тонкой поверхностной мишени максимальный резонансный выход дается как

$$dY_m(E = E_r) = \epsilon n \sigma_m N_A dx / \cos \theta_1,$$

в то время как для толстой мишени с  $N_A(x) = \text{const}$  высота ступенчатой функции, вызванной резонансом, описывается через

$$\Delta_r = \epsilon n N_A \int \frac{\sigma(E) dE}{N_M S_M(E)} = \epsilon n \frac{N_A}{N_M S_M(E_r)} I_r . \quad (\text{П9})$$

Здесь полная атомная плотность  $N_M$  и среднее тормозное сечение  $S_M(E_r)$ , взятое для резонансной энергии  $E_r$ , характеризуют потерю энергии в многокомпонентном материале в соответствии с уравнением (8). Если пренебречь поглощением  $\gamma$ -квантов, уравнение (П9) справедливо для частиц и  $\gamma$ -излучения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. New Uses of Ion Accelerators/Ed. J. F. Ziegler. N. Y.: Plenum Press, 1975.
2. Cahill T. A. Ion-excited  $x$ -ray analysis of environmental samples. In ref. [1]. P. 1—67.
3. Cairns J. A., Feldman L. C. Ion-induced  $x$ -rays in solids. In ref. [1]. P. 431—462.
4. Chu W. K., Mayer J. W., Nicolet M. A. Backscattering spectrometry. N.Y.: Academic Press, 1978.
5. Microanalysis by the direct observation of nuclear reactions using a 2 MeV van de Graaff/Ed. G. Amsel, J. P. Nadai, E. D'Artemare e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1917. Vol. 92. P. 481—498. See also ref. [93].
6. Wolicki E. A. Material analysis by means of nuclear reactions. In ref. [1]. P. 159—228.
7. Gove H. E., Litherland A. E. Gamma-rays from unbound nuclear states formed by charged-particle capture//Nuclear Spectroscopy/Ed. F. Ajzenberg-Selove. N.Y.: Academic Press. 1960. Part A. P. 260—304.
8. Muggleton A. H. F. Semiconductor devices for gamma-ray,  $x$ -ray and nuclear radiation detection//J. Phys. E: Scient. Instrum. 1972. Vol. 5. P. 390—404.
9. McKenzie J. M. Development of the Semiconductor Radiation Detector. Sandia Laboratory Report SAND 78-1114, December 1978.
10. Langley R. A. Instrumentation and experimental techniques. In ref. [4]. P. 153—183.
11. The Oxford 1  $\mu\text{m}$  proton microprobe/Ed. F. Watt, G. W. Grime, G. W. Blover e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 65—77.
12. The Heidelberg proton microprobe/Ed. H. Kneis, B. Martin, R. Nobiling e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 79—83.
13. Deconninck G., Bodart F. New developments in nonvacuum analysis//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 609—614.
14. Deconninck G. Introduction to Radioanalytical Physics. Budapest: Akademiai Kiado, 1978.
15. Ziegler J. F. Handbook of Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1980.
16. Fiarman S., Hanna S. S. Energy levels of light nuclei  $A = 3$ //Nucl. Phys. 1975. Vol. A251. P. 1—64.
17. Fiarman S., Meyerhof W. E. Energy levels of light nuclei  $A = 4$ //Nucl. Phys. 1973. Vol. A206. P. 1—64.

18. **Ajzenberg-Selove F.** Energy levels of light nuclei  $A = 5 \div 10$ //Nucl. Phys. 1979. Vol. A320. P. 1—224.
19. **Ajzenberg-Selove F., Busch C. L.** Energy levels of light nuclei  $A = 11 \div 12$ //Nucl. Phys. 1980. Vol. A336. P. 1—154.
20. **Ajzenberg-Selove F.** Energy levels of light nuclei  $A = 13 \div 15$ //Nucl. Phys. 1981. Vol. A360. P. 1—186.
21. **Ajzenberg-Selove F.** Energy levels of light nuclei  $A = 16 \div 17$ //Nucl. Phys. 1982. Vol. A375. P. 1—168.
22. **Ajzenberg-Selove F.** Energy levels of light nuclei  $A = 18 \div 20$ //Nucl. Phys. 1983. Vol. A392. P. 1—216.
23. **Endt P. M., van der Leun C.** Energy levels of  $A = 21 \div 44$  nuclei (VI)//Nucl. Phys. 1978. Vol. A310. P. 1—752.
24. **Ion Beam Handbook for Material Analysis/Eds J. W. Mayer, E. Rimini.** N.Y.: Academic Press, 1977.
25. **Jarjis R. A.** Nuclear Cross Section Data for Surface Analysis, Department of Physics Schuster Laboratory, The University, Manchester, N 13 9PL, England, December 1979.
26. **Bird J. R.** Nuclear cross-sections for ion beam analysis//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 85—91.
27. **Chemical Analysis by Charged Particle Bombardment/Eds. G. Deconninck, G. Demortier, F. Bodart**//Proc. of the Intern. Meeting, Namur, Belgium, 6—8 Sept. 1971, Elsevier Sequoia S. A., Lausanne, 1972.
28. **Ion Beam Surface Layer Analysis/Eds. J. W. Mayer, J. F. Ziegler.** Elsevier Sequoia S. A., Lausanne, 1974.
29. **Ion Beam Surface Layer Analysis/Eds. O. Meyer, G. Linker, F. Kappeler**//Proc. of the Intern. Conf. on Ion Beam Surface Layer Analysis, Karlsruhe, 15—19 Sept. 1975. N. Y.: Plenum Press, 1975.
30. **Butler J. W., Davisson C. M., Treado P. A.** Proc. of the Third Intern. Conf. on Ion Beam Analysis. Washington, District Columbia, 1977//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 183.
31. **Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ion Beam Analysis/Eds. H. H. Andersen, J. Bottiger, H. Knudsen**//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168.
32. **Proc. of the Fifth Intern. Conf. on Ion Beam Analysis/Eds. J. R. Bird e.a.** Sydney. 1981//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 191.
33. **Microanalysis using charged particle accelerators/Ed. G. Demortier.** Proc. of the Second Intern. Conf. on Chemical Analysis. Namur, Belgium, 8—10 Sept. 1981//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197.
34. **Analysis of fluorine by nuclear reactions and application to human dental enamel/J. Stroobants, F. Bodart, G. Deconninck e.a.** In ref. [29]. Vol. 2. P. 933—944.
35. **Dieumegard D., Maurel B., Amsel G.** Microanalysis of fluorine by nuclear reactions. I.  $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$  and  $^{19}\text{F}(p\alpha\gamma)^{16}\text{O}$  reactions//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 93—103.
36. **Fluorine detection in the near surface region of solids using the  $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$  reaction/D. Grambole e.a.** To be published in J. Radioanal. Chem.
37. **Moller E., Starfelt N.** Microanalysis of fluorine in Zircaloy by the use of the  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  reaction//Nucl. Instrum. and Methods. 1967. Vol. 50. P. 225—228.
38. **Maurel B., Amsel G., Nadai J. P.** Depth profiling with narrow resonances of nuclear reactions: theory and experimental use//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 1—13.
39. **Bodart F., Deconninck G.** Concentration depth profiling in fluorine implanted iron//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 59—63.
40. **Handler J. W., Moler R. B., Raisen E., Rajan K. S.**//Thin Solid Films. 1973. Vol. 19. P. 165.
41. **Tombrello T. A.** Ion-beam analysis of meteoritic and lunar samples//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 459—467.
42. **Coote G. E., Sparks R. J., Blattner P.** Nuclear microprobe measurement of fluorine concentration profiles, with application in archaeology and geology//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 213—221.

43. **Detection** of fluorine contamination by means of the  $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$  reaction/P. Gippner, C. Bauer, K. Hohmuth e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 191. P. 341—344.
44. **Shroy R. E., Kraner H. W., Jones K. W. e.a.** Determination of fluorine in food samples by the  $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$  reaction//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 313—316.
45. **PIXE** and NRA environmental studies by means of lichen indicators/A. Z. Hryniewicz, S. Szymczyk, J. Kajfosz, M. Olech//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 517—521.
46. **Coote G. E., Whitehead N. E., McCallum G. J.** A rapid method of obsidian characterization by inelastic scattering of protons//J. Radioanal. Chem. 1972. Vol. 12. P. 491—496.
47. **Kenny M. J., Bird J. R., Clayton E.** Proton induced  $\gamma$ -ray yields//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 115—120.
48. **Deconninck G., Demortier G.** Quantitative analysis of aluminum by prompt nuclear reactions//J. Radioanal. Chem. 1972. Vol. 12. P. 189—208.
49. **Meyer M. A., Venter I., Reitmann D.** Energy levels of  $^{28}\text{Si}$ //Nucl. Physics. 1975. Vol. A250. P. 235—256.
50. **Relation** between residual polishing agent and material hardness determined by a narrow nuclear-reaction resonance technique/M. K. Burnett, J. W. Butler, E. A. Wolicky, W. A. Zisman//J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. P. 5826—5830.
51. **Cameron J. R.** Elastic scattering of alpha-particles by oxygen//Phys. Rev. 1953. Vol. 90. P. 839—844.
52. **Mezey G., Gyulai J., Nagy T. e.a.** Enhanced sensitivity of oxygen detection by the 3.05 MeV ( $\alpha, \alpha$ ) elastic scattering. In ref. [29]. P. 293—302.
53. **Oxygen** distribution profiles in thin evaporated contacts on single crystal silicon/S. Petersson, H. Norde, G. Possnert, B. Orre//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 285—288.
54. **Interface** studies of metal-semiconductor contacts by means of SINS, nuclear reactions and RBS/J. P. Ponpon, J. J. Grob, A. Grob e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 647—651.
55. **Mackenzie C. D., Armitage B. H.** Pore size from resonant charged particle backscatteing. In ref. [29]. P. 281—292.
56. **Dunning K. L.**  $^{27}\text{Al}(p, \alpha_0)^{24}\text{Mg}$  resonance profiling of aluminum in silicon-on-sapphire materials//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 317—320.
57. **Kauffman R. L., Feldman L. C., Chang R. P. H.** Use of ion beam techniques to characterize thin plasma grown GaAs and GaAlAs oxide films//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 619—622.
58. **Leich D. A., Tombrello T. A.** A technique for measuring hydrogen concentration versus depth in solid samples//Nucl. Instrum. and Methods. 1973. Vol. 108. P. 67—71.
59. **Profiling** hydrogen in materials using ion beams/J. F. Ziegler, C. P. Wu, P. Williams e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 19—39.
60. **The application** of nuclear reactions for quantitative hydrogen analysis in a variety of different materials problems/G. J. Clark, C. W. White, D. D. Allred e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 9—18.
61. **Lanford W. A.**  $^{15}\text{N}$  hydrogen profiling: scientific applications//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 1—8.
62. **Bugeat J. P., Ligeon E.** Influence of ion beam bombardment in hydrogen surface layer analysis//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 159. P. 117—124.
63. **Nuclear** reaction analysis of hydrogen in amorphous silicon and carbide films/E. Ligeon, A. Guivarc'h, J. Fontenille e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 499—504.
64. **Trocellier P., Nens B., Engelman Ch.** Measurements of the hydrogen, sodium and aluminum concentration versus depth in the near surface region of glasses by resonant nuclear reactions//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 15—25.
65. **Hydrogen** and chlorine detection at the  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  interface/I. S. T. Tsong, H. D. Monkowski, J. R. Monkowski e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 191. P. 91—95.



66. Niiler A., Birkmire R. Measurement of oxygen and nitrogen profiles in steel//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 301—305; The  $^{14}\text{N}(d, p_5)^{15}\text{N}$  cross section, 0.32—1.45 MeV//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 105—109.
67. Borders J. A., Harris J. M. The use of  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  reactions to profile carbon and oxygen in solids//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 279—284.
68. Northcliffe L. C., Schilling R. F. Range and stopping power tables for heavy ions//Nucl. Data Tables. 1970. Vol. A7. P. 233—463.
69. Earwaker L. G. Nuclear Reaction analysis of oxide layers//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 41—46.
70. Amsel G., Beranger G., de Gelas B., Lacombe P. Use of the nuclear reaction  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  to study oxygen diffusion in solids and its application to zirconium//J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 2246—2255.
71. Ion beam analysis in archeology/H. Chen, J. Chen, C. Ren e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 191. P. 391—396.
72. Heiser C., Bauer C., Frey H., Rudolph W. Detection of carbon and oxygen by means of deuteron induced nuclear reactions. To be published in J. Radioanal. Chem.
73. Turos A., Wielunski L., Barez A. Use of the nuclear reaction  $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$  in the microanalysis of oxide surface layers//Nucl. Instrum. and Methods. 1973. Vol. 111. P. 605—610.
74. Picraux S. T. Low-concentration oxygen depth profiling by the  $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$  reaction//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 289—294.
75. Hirvonen J. K., Lucke W. H. Nuclear reaction analysis of  $^{16}\text{O}$  concentration profiles with a high resolution magnetic spectrometer//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 295—299.
76. Joy T., Barnes D. G. Some practical applications of the observation of the  $^{16}\text{O}$  — direct proton capture reaction with a Ge(Li) detector//Nucl. Instrum. and Methods. 1971. Vol. 95. P. 199—201.
77. Debras G., Deconninck G. Light element analysis and application to glass industry//J. Radioanal. Chem. 1977. Vol. 38. P. 193—204.
78. Allen C. R., Dearnaley G., Hartley N. E. W. Quantitative measurement of light element profiles in thick corrosion films on steels, using the Harwell nuclear microbeam. In ref. [29]. Vol. 2. P. 901—911.
79. McMillan J. W., Pierce T. B. Nuclear microprobe analysis of reactor materials. In ref. [29]. Vol. 2. P. 913—924.
80. Weber G., Quaglia L. Oxygen, carbon and nitrogen determination by means of nuclear reactions//J. Radioanal. Chem. 1972. Vol. 12. P. 323—333.
81. An examination of carbon diffusion profiles in steel specimens by means of the nuclear microprobe/T. B. Pierce, J. W. McMillan, P. F. Peck, I. G. Jones//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 118. P. 115—124.
82. Davies J. A., Norton P. R. Absolute coverage measurement of adsorbed CO and D<sub>2</sub> on platinum//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 168. P. 611—615.
83. Detection of carbon contamination by means of the  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  resonance reaction/W. Rudolph, C. Bauer, P. Gippner, K. Hohmuth//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 191. P. 373—378.
84. Pronko P. P., Okamoto P. R., Wiedersich H. Low energy  $p$ -Be nuclear reactions for depth profiling Be in alloys//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 77—82.
85. Hubler G. K., Comas J., Plew L. Profiles of ion-implanted Be in GaAs by means of  $(p, \alpha)$  nuclear reaction and SIMS methods//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 635—638.
86. Borders J. A. Analysis of coatings and thin films using energetic ions//Thin solid films. 1979. Vol. 64. P. 403—407.
87. Olivier C., Peisach M. The determination of  $^{10}\text{B}$  by prompt proton spectroscopy//J. Radioanal. Chem. 1972. Vol. 12. P. 313—322.

88. Analysis of boron predeposited silicon wafers by combined ion beam techniques and *x*-ray microanalysis/A. Armigliato, G. G. Bentini, G. Ruffini e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 653—658.
89. Möller W., Hufschmidt M., Pfeiffer Th. Diffusion studies by means of nuclear reaction depth profiling//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 149. P. 73—76.
90. Depth profiling of deuterons in metals at large implantation depths using the nuclear reaction technique/M. Hufschmidt, W. Möller, V. Heintze, D. Kamke. In ref. [29]. Vol. 2. P. 831—840.
91. Möller W., Pfeiffer Th., Kamke D. Gas reemission and blister formation on nickel surfaces during high energy deuteron bombardment. In ref. [29]. Vol. 2. P. 841—850.
92. Defect trapping of deuterium implanted in aluminum/Y. Kido, M. Kakeno, K. Yamada e.a.//J. Phys. F: Met. Phys. 1982. Vol. 12. P. 1567—1576.
93. Amsel G., d'Artemare E., Girard E. A simple, digitally controlled, automatic, hysteresis free, high precision energy scanning system for van de Graaff type accelerators. Part I: Principle, results and applications//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 5—26.
94. Cross section measurements for the  ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$  reaction in the proton energy range 1.0—2.6 MeV/C. S. Lin, W. S. Hou, M. Wen, J. C. Chou//Nucl. Phys. 1977. Vol. A275. P. 93—99.
95. Golicheff I., Loeuillet H., Engelman Ch. Analytical application of the direct observation of nuclear reactions induced by low-energy protons and leading to the reactions induced by low-energy protons and leading to the emission of  $\gamma$ -photons, which are measured//J. Radioanal. Chem. 1972. Vol. 12. P. 233—250.
96. McMillan J. W., Pummery F. C. W., Pollard P. M. Experience in the use of the Harwell nuclear microprobe//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 197. P. 171—177.