

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1971

УДК 539.1075

Б. С. ГАЛАХМАТОВА, З. Ф. КАЛАЧЕВА, М. Р. ОМАР,
Е. А. РОМАНОВСКИЙ, Т. И. СПАССКАЯ, М.А. СУЛТАН,
Ю. В. РОГАЧЕВ

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА НЕКОТОРЫХ ЯДРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ

Метод толстых мишеней использован для получения непрерывной энергетической зависимости сечений упругого рассеяния протонов. Измерения проводились на циклотроне с фиксированной энергией пучка ($E_p = 6,5$ Мэв). Приводятся функции возбуждения для С, Si и Са для $U_{\text{лаб}} = 120^\circ$.

Как известно, измерение функций возбуждения сечений упругого рассеяния и реакций с использованием пучков частиц, ускоренных на циклотроне (с фиксированной энергией частиц), сопряжено с рядом экспериментальных трудностей (необходимость применения тормозных фольг для уменьшения энергии падающих частиц, а следовательно, изменение энергетического разброса и уменьшение интенсивности пучка, контроль за состоянием тонкой мишени в течение времени эксперимента и т. д.). Часть из этих трудностей отсутствует, когда эксперименты проводятся на электростатических генераторах или тандем-генераторах, а также если для определения энергетической зависимости сечений может быть применен так называемый метод толстых мишеней.

Метод толстых мишеней для измерения с помощью магнитных спектрометров энергетических зависимостей сечений рассеяния или реакций при работе с пучками частиц от ускорителей с переменной энергией детально описан в работе [1]. В ней показано, что если группы вылетающих из мишени частиц достаточно удалены друг от друга по энергии, а сечение не слишком быстро меняется с изменением энергии бомбардирующих частиц и используется достаточно толстая мишень, то кривая выхода обнаруживает плоскую вершину с максимальным числом отсчетов N_{max} . Кроме того, разброс энергий вылетающих частиц превышает полный разброс энергий, обусловленный всеми другими факторами, включая энергетическое разрешение используемого спектрометра. Для измерения энергетической зависимости сечения достаточно найти $N_{\text{max}} = N_{\text{max}}(E)$. В работе [2] показано, что этот метод применим, если материал толстой мишени не содержит более тяжелых ядер, чем ядра, на которых наблюдается рассеяние.

В работе [3] метод толстых мишеней использован в экспериментах на циклотроне с фиксированной энергией для определения энергетической зависимости сечений упругого и неупругого рассеяния протонов на ^{12}C в области энергий от 14 до 19 Мэв путем измерения выхода упруго и неупруго рассеянных протонов в зависимости от глубины слоя в мишени, из которого испускаются упруго и неупруго рассеянные протоны. При таких измерениях мишени в энергетических единицах выбиралась примерно в два раза меньше, чем энергия первого возбужденного состояния ^{12}C . В этой же работе предложен способ интерпретации экспериментальных данных для вычисления энергетической зависимости сечений рассеяния.

Если интересоваться только энергетической зависимостью сечения упругого рассеяния, то можно использовать мишени, толщина которых больше, чем величина пробега частиц в веществе мишени. Однако энергетический интервал ΔE , для которого непрерывная энергетическая функция упругого рассеяния может быть получена, ограничивается энергией первого возбужденного состояния ($\Delta E < 0,5 E_{\text{возб}}$, где $E_{\text{возб}}$ — энергия первого возбужденного состояния ядра). Кроме того, в материале мишени должны отсутствовать примеси посторонних элементов.

Для примера в настоящей работе произведено измерение функций возбуждения сечений упругого рассеяния протонов с начальной энергией $E_0 = 6,5$ Мэв на ядрах Ta, Ca, Si и C. Для измерений спектров рассеянных частиц использовался магнитный анализатор, а измерения проведены для $\theta_{\text{лаб}} = 120^\circ$. Приводимые ниже функции возбуждения сечений упругого рассеяния соответствуют энергетическому интервалу $\Delta E \sim 0,8$ Мэв. Мы ограничились приведением данных только для этого интервала, так как условие $\Delta E < 0,5 E_{\text{возб}}$ для Si ($E_{\text{возб}} = 1,78$ Мэв) означает, что ΔE должно быть меньше 0,8 Мэв. Для C и Ca, как известно, $E_{\text{возб}} = 4,4$ Мэв и 3,3 Мэв; $0,8$ Мэв $= \Delta E < 0,5 E_{\text{возб}}$. В качестве мишеней использовались толстые пластинки из углерода, кальция и кремния, содержание примесей в которых было известно. Для оценки влияния масляной пленки, образующейся на поверхности мишеней в процессе проведения эксперимента, измерялся спектр протонов, рассеянных толстой мишенью из Ta. Хотя первые уровни ^{181}Ta расположены низко, при $E_p \sim 6,5$ Мэв сечения их возбуждения во много раз меньше, чем сечения упругого рассеяния, и их возбуждением можно пренебречь.

Схема эксперимента такова. Пучок протонов ускорялся циклотроном НИИЯФ МГУ. После вывода из ускорителя и отклонения на 35° по ионопроводу протоны направлялись в камеру мишени. В центре камеры мишени устанавливалась исследуемая толстая мишень. Рассеянные протоны анализировались по импульсам 90° магнитным спектрометром. Прошедшие через выходную щель спектрометра протоны попадали на кристалл CsJ(Tl) (толщиной $\sim 0,5$ мм). Для счета световых импульсов использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-13. Для измерения спектров изменялся ток в обмотках магнитного анализатора. Записывались значения магнитного поля H спектрометра, измеряемого прибором ИМИ-3, и число отсчетов, зарегистрированных спектрометром при значении поля H ($N(H)$), на определенное число отсчетов интегратора.

Для анализа спектров рассмотрим схему, представленную на рис. 1, где изображены случаи рассеяния частиц на угол $\theta < 90^\circ$ (рис. 1, а) и угол $\theta > 90^\circ$ (рис. 1б). Если частицы упруго рассеиваются в точке А на угол $\theta > 90^\circ$, то конечная энергия таких частиц будет равна

$$E_A = kE_1, \quad (1)$$

где

$$k = \left[\frac{M_1}{M_1 + M_3} \cos \vartheta + \sqrt{\frac{M_3 - M_1}{M_1 + M_3} + \frac{M_1^2}{(M_1 + M_3)^2} \cos^2 \vartheta} \right]^2, \quad (2)$$

M_1 — масса налетающей частицы, M_3 — масса ядра мишени, ϑ — угол рассеяния, E_1 — начальная энергия протонов.

Из рис. 1, б следует, что $E_A > E_C > E_B$. Пусть соотношение пробег — энергия для материала данной мишени есть

$$R = R(E), \quad (3)$$

тогда

$$DC = R(E_1) - R(E),$$

$$CF = R(kE) - R(E_2).$$

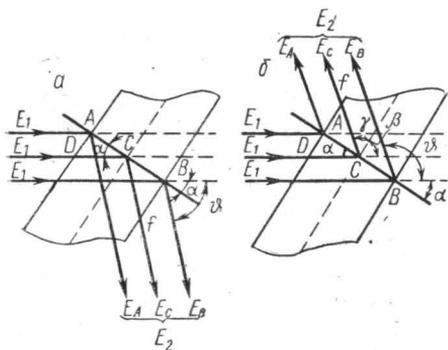


Рис. 1. Рассеяние частиц толстой мишенью на малые (а) и большие (б) углы

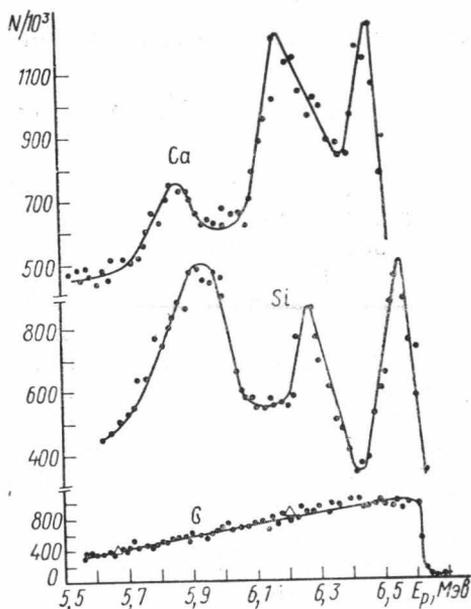


Рис. 2. Спектры протонов, рассеянных толстой мишенью $E_p = 6,5$ Мэв

Так как

$$\frac{DC}{CF} = \frac{\sin \gamma}{\sin \beta} = \frac{\sin(\vartheta - \beta)}{\sin \beta} = f(\vartheta, \alpha); \quad \beta + \alpha = \frac{\pi}{2},$$

то

$$R(E_1) - R(E) = f(\vartheta, \alpha) [R(kE) - R(E_2)]. \quad (4)$$

Если E меняется в небольших пределах, то $R(E)$ можно записать следующим образом:

$$R(E) \cong \xi E + \delta, \quad (5)$$

где ξ и δ — параметры.

Подставляя (5) в (4), имеем

$$E = \frac{E_1 + f(\vartheta, \alpha) E_2}{1 + f(\vartheta, \alpha) \cdot k}, \quad (6)$$

где E_2 — энергия рассеянных частиц, определяемая с помощью спектрометра, а α — угол между направлением пучка и перпендикуляром к плоскости мишени. Выражение (6) связывает измеренную энергию E_2 с действительной энергией рассеяния E . Эта связь позволяет очень

просто пересчитать измеренный спектр $N(E_2)$ в некоторую функцию $S(E, \vartheta)$, которая пропорциональна сечению $\sigma(E, \vartheta)$ [3];

$$\sigma(E, \vartheta) dR \sim S(E, \vartheta) dR = N dE_2. \quad (7)$$

Откуда:

$$S(E, \vartheta) = N \frac{dE_2}{dR} = N \frac{dE_2}{dE} \frac{dE}{dR}. \quad (8)$$

Воспользовавшись (6) и (5), находим

$$S(E, \vartheta) = N \frac{1 + f(\vartheta, \alpha) k}{f(\vartheta, \alpha) \xi}. \quad (9)$$

Так как $f(\vartheta, \alpha)$, k и ξ — постоянные, то для нахождения $S(E, \vartheta)$ строится зависимость $N = N[E(E_2)]$. Для определения $\delta(E, \vartheta)$ нужно нормировать функцию $S(E, \vartheta)$ для одной-двух энергий в измерениях с тонкими мишенями.

В качестве примера на рис. 2 представлены энергетические зависимости сечений упругого рассеяния протонов Ca, Si и C. По оси абсцисс на рис. 2 отложены энергии протонов, вычисленные по формуле (6), а по оси ординат — величина $\sigma(E_p)$ в относительных единицах. Для определения E_2 мы пользовались графиком зависимости энергии протонов от напряженности поля $E = E(H)$. Как видно из рис. 2, зависимости сечений упругого рассеяния от энергии протонов для кремния и кальция обнаруживают резонансные изменения, в то время как для углерода функция возбуждения плавно меняется с уменьшением энергии. Для сравнения на этом рис. 2 треугольником обозначены экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния протонов на ^{12}C , измеренные с использованием тонких мишеней для $E_p = 5,66 \text{ Мэв}$ и $6,18 \text{ Мэв}$ ($\vartheta = 120^\circ$) (эти данные заимствованы из работы [4]). Нормировка точек проведена для $E_p = 5,66 \text{ Мэв}$. Как видно из рисунка, согласие данных хорошее. Для Ta изменение сечения рассеяния с энергией в пределах ошибок измерений согласуется с резерфордской зависимостью, что также указывает на то, что загрязнения поверхности слабо искажают форму энергетического спектра упруго рассеянных протонов. Все измерения проделаны с шагом $\sim 20 \text{ кэв}$. Разрешающая способность магнитного спектрометра при этих измерениях составляла $\sim 10 \text{ кэв}$ (при $E_p \sim 6,5 \text{ Мэв}$).

В заключение отметим, что в настоящей работе не проведены точные измерения энергетических зависимостей сечений упругого рассеяния с помощью толстых мишеней с целью извлечения физической информации из функций возбуждения. Мы показали, что, используя мишени, толщина которых много больше, чем пробег частиц данной энергии в этом веществе, можно сравнительно точно и в то же время очень просто определить энергетический ход сечений упругого рассеяния в заданном небольшом энергетическом интервале для некоторых ядер. Этот метод может быть использован для поисков «гросс-структур» в сечениях упругого рассеяния, при интерпретации экспериментов по рассеянию заряженных частиц монокристаллическими мишенями, для определения глубины залегания и количества внедренных в материал мишени атомов при ионном легировании полупроводников и т. д.

Авторы благодарят Ю. В. Булгакова и М. Кумахова за обсуждение результатов и Л. И. Никитину за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown A. B., Snyder C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C. Phys. Rev., **82**, 159, 1951.
2. Hagedorn F. B., Mozer F. S., Webb T. S., Fowler W. A., Lauritsen C. C. Phys. Rev., **105**, 219, 1957.
3. Daehnick W. W., Sherr R. Phys. Rev., **133**, No. 4, B, 13934, 1964.
4. Barnard A. C. L., Swint J. B., Clegg T. B. Nucl. Phys., **86**, 130, 1966.

Поступила в редакцию
19.7 1970 г.

НИИЯФ
