

## СПЕКТРОМЕТРИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© 2013 г. В. В. Дьячков, А. В. Юшков, А. Л. Шакиров

НИИ экспериментальной и теоретической физики Казахского  
национального университета им. аль-Фараби

Республика Казахстан, 050060, Алматы, ул. аль-Фараби, 71

E-mail: slava\_kpss@mail.ru

Поступила в редакцию 01.08.2012 г.

Разработана методика прецизионных измерений угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния заряженных частиц с помощью позиционно-чувствительных твердотельных трековых детекторов. Методика использует свободу выбора шага по углу при условии минимальной угловой разрешающей способности спектрометрической установки, которая задается геометрией экспериментальной установки. Выполнены измерения дифференциальных сечений в реакции  $^{27}\text{Al}(\alpha, \alpha)^{27}\text{Al}$  при энергии  $\alpha$ -частиц 5.5 МэВ.

DOI: 10.7868/S003281621304023X

Существенное развитие квантовой теории ядерных реакций с достаточно полным учетом влияния деталей ядерной структуры позволяет предсказывать новые тонкие явления в угловых распределениях. Так, в работах [1, 2] в развитие теории упругого рассеяния тяжелых ионов на ядрах с большим параметром Зоммерфельда (дифракция френелевского типа) показано, что для ядер, имеющих нижние коллективные состояния вращательного типа, экстремумы угловых френелевских осцилляций сдвигаются в область больших или меньших углов в зависимости от того, вытянуто ядро ( $\text{sign } \beta > 0$ ) или сплюснуто ( $\text{sign } \beta < 0$ ), где  $\beta$  – параметр квадрупольной ядерной несферичности. Величина сдвигов изменяется от  $0^\circ$  (для сферических ядер) до  $\geq 1-2^\circ$  (для деформированных ядер). Особо отметим, что угловые сдвиги френелевских фаз измеряются только в упругом рассеянии, т.е. без привлечения неупругого рассеяния, как это требовалось в методе сдвигов блэровских фаз во фраунгоферовской дифракции [3]. Это создает уникальную возможность измерения абсолютной величины и знака деформации нечетных ядер, что ранее было недоступно в подобных экспериментах. Заметим, что в нечетных ядрах нижнее вращательное состояние  $2^+$  расщепляется на мультиполи близких уровней в соответствии со спин-спиновым взаимодействием “ $2^+ - \text{спин основного состояния}$ ”. Это предсказание является стимулом для разработки адекватной экспериментальной методики, позволяющей с высокой угловой точностью ( $\Delta\Theta \sim 0.1^\circ - 0.8^\circ$ ) измерять дифференциальные сечения на пучках ускорите-

лей тяжелых ионов. Следует учесть также необходимость обеспечения равноточности измерения дифференциальных сечений во всем угловом диапазоне для уверенного определения положения максимумов и минимумов френелевской дифракции.

Например, из представленных на рис. 1 экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния ионов кислорода на изотопах никеля [4] ( $^{58}\text{Ni}$  ( $\beta = +0.17$  [3]) и  $^{64}\text{Ni}$  ( $\beta = -0.18$  [3])) видно, что величина сдвига френелевских фаз составляет  $\sim 18^\circ$  и может быть обусловлена различием энергий

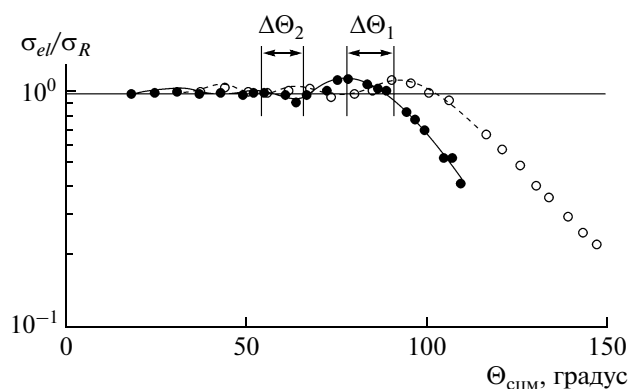
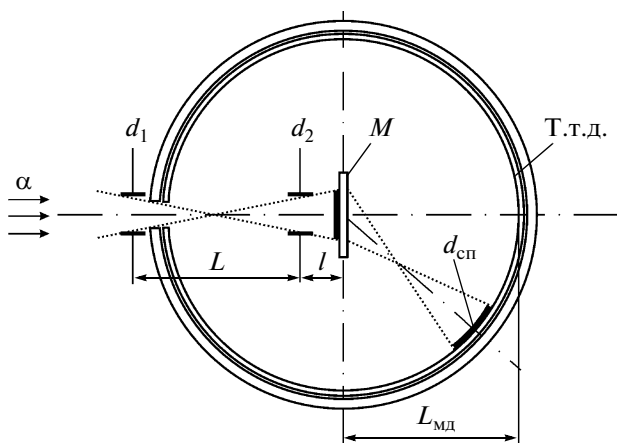


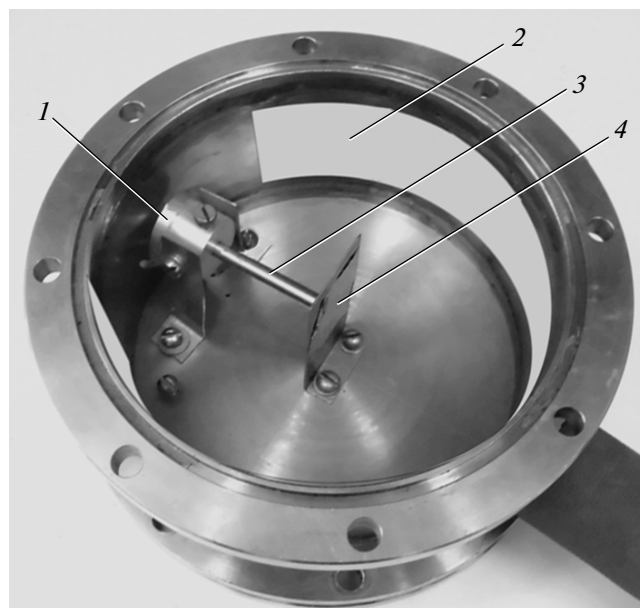
Рис. 1. Дифракция френелевского типа при рассеянии ионов кислорода с энергией 42 МэВ на  $^{58}\text{Ni}$  (светлые точки) и на  $^{64}\text{Ni}$  [4] (темные точки).  $\Delta\Theta_1$  и  $\Delta\Theta_2$  – относительные сдвиги фаз соответственно первого и второго максимумов,  $\Theta_{\text{сцм}}$  – угол рассеяния в системе центра масс.



**Рис. 2.** Схема камеры рассеяния и положения коллиматоров падающего пучка — протонов,  $\alpha$ -частиц и ионов.  $d_1$  — диаметр окна первой диафрагмы;  $d_2$  — диаметр окна второй диафрагмы;  $M$  — мишень;  $L$  — расстояние между диафрагмами;  $l$  — расстояние между второй диафрагмой и мишенью;  $L_{\text{мд}}$  — расстояние от мишени до т.т.д.;  $d_{\text{сп}}$  — эффективный диаметр площади сектора т.т.д.

(2 МэВ), масс (2 а.е.м.) и знаков квадрупольной несферичности. Все три эффекта — изотопический, энергетический и несферический — в литературе изучены недостаточно, и их измерение представляет значительный интерес. Из угловых распределений френелевского типа определяется граничный угол  $\theta_{\text{гр}}$ , когда рассеяние начинает заметно отличаться от упругого — начало резкого отклонения  $\sigma_e(\Theta)/\sigma_R(\Theta)$  от единицы. Такой угол определяется экспериментально для каждого типа налетающей частицы, ее энергии и конкретной мишени. Там, где экспериментальные данные отрывочны, проводилась аппроксимация в область френелевских углов по модели параметризованных фазовых сдвигов (ПФА), параметры которых можно найти в работах [5–7]. Таким образом нами были получены зависимости граничного угла  $\theta_{\text{гр}}$  от энергии налетающих частиц [8]. Из полученных зависимостей следует, что в случае френелевской дифракции диапазоны френелевских углов уменьшаются с уменьшением заряда как налетающей частицы, так и мишени, а также с увеличением энергии падающей частицы. В определенных условиях диапазоны френелевских углов могут быть настолько малыми, что эксперимент становится трудновыполнимым.

В данной работе для обеспечения прецизионных угловых измерений во всем требуемом диапазоне углов ( $0^\circ$ – $40^\circ$ ) использованы твердотельные трековые детекторы (т.т.д.) на основе полиэтилентерефталата и нитрата целлюлозы. Решающим фактором при выборе т.т.д. послужило их уникальное свойство — зависимость диаметра тре-



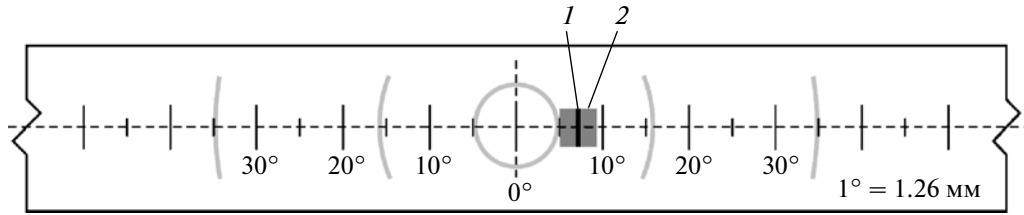
**Рис. 3.** Камера рассеяния для измерения углового распределения упругорассеянных  $\alpha$ -частиц с энергией 5.5 МэВ на ядре  $^{27}\text{Al}$ . 1 —  $\alpha$ -источник в кожухе; 2 — т.т.д.; 3 — коллимационная система; 4 — мишень.

ка от энергии ионов. Спектроскопическая методика т.т.д. разработана нами и изложена в [9]. В работах [10–12] приведено описание методики и оптимальных условий для химической обработки т.т.д.

Схема эксперимента показана на рис. 2. Методика эксперимента по измерению углового распределения упругорассеянных  $\alpha$ -частиц сводится к следующему. Поток  $\alpha$ -частиц, испущенных источником  $^{238}\text{Pu}$  с энергией 5499 кэВ, проходит через коллимирующую систему и попадает на мишень, которая расположена перпендикулярно оси пучка в центре камеры рассеяния (см. рис. 2). Частицы, упругорассеянные на мишени, вылетают аксиально-симметрично относительно оси пучка в угол  $4\pi$ . В плоскости реакции устанавливается позиционно-чувствительный т.т.д. Такое симметричное его расположение необходимо для прецизионного определения положения системы координат и плоскости реакции, в которой происходят измерения.

Угловая точность измерения дифференциальных сечений определяется геометрическими параметрами камеры рассеяния. Максимально возможная угловая разрешающая способность коллиматора  $\Delta\Theta_k$  в приближении прямоугольной функции углового разрешения для системы коллиматор—мишень имеет вид [13, 14]

$$\Delta\Theta_k = 2\text{arctg} \frac{d_1 + d_2}{2L}, \quad (1)$$



**Рис. 4.** Извлечение данных углового распределения из позиционно-чувствительного т.т.д. 1 – ширина зоны, на которой собиралась статистика треков при данном угле; 2 – ширина зоны угловой неопределенности при данном угле.

где  $d_1$  – диаметр окна первой диафрагмы,  $d_2$  – диаметр окна второй диафрагмы,  $L$  – расстояние между ними.

При этом диаметр пучка на мишени  $d_m$  равен

$$d_m = d_2 + (d_1 + d_2) \frac{l}{L}, \quad (2)$$

где  $l$  – расстояние от второй режущей диафрагмы до мишени.

Аналогично для углового разрешения системы мишень–детектор  $\Delta\Theta_{\text{мд}}$  можно записать

$$\Delta\Theta_{\text{мд}} = 2 \arctg \frac{d_m + d_{\text{сп}}}{2L_{\text{мд}}}, \quad (3)$$

где  $d_{\text{сп}}$  – эффективный диаметр площади сектора позиционно-чувствительного детектора, интегрируемого под углом рассеяния  $\Theta$ ;  $L_{\text{мд}}$  – расстояние от мишени до позиционно-чувствительного детектора.

Полная угловая разрешающая способность спектрометра  $\Delta\Theta_{\text{сп}}$ , используемого в настоящей работе, таким образом, равна

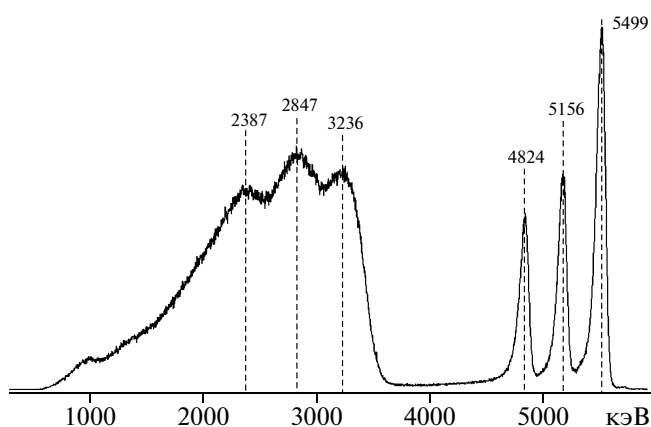
$$\Delta\Theta_{\text{сп}} = \sqrt{\alpha(\Delta\Theta_{\text{к}})^2 + \beta(\Delta\Theta_{\text{мд}})^2}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – некоторые коэффициенты, получаемые из эксперимента. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  определяют, на какой высоте гауссова распределения берутся  $\Delta\Theta_{\text{к}}$  и  $\Delta\Theta_{\text{мд}}$  (например, на полувысоте ( $\alpha = \beta = 0.5$ ) или на высоте 0.9 ( $\alpha = \beta = 0.1$ )).

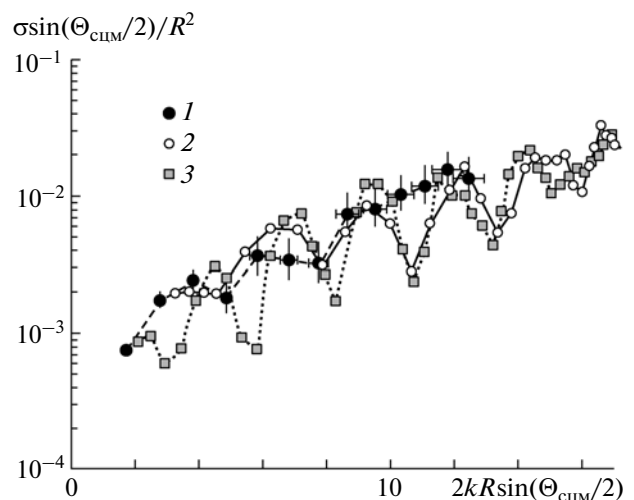
На рис. 3 показана конструкция рабочей версии установки. Эффективный диаметр площади сектора детектора равен 500 мкм, что соответствует полю зрения микроскопа при увеличении  $300\times$ , при котором осуществлялась идентификация и подсчет треков в детекторе. В таблице приведены геометрические параметры экспериментальной установки, а также вычисленные, согласно уравнению (4), при  $\alpha = \beta = 1$  (подосва гауссова распределения) угловые разрешения.

Цена деления  $1^\circ$  на детекторе т.т.д. равна 1.26 мм. На рис. 4 показаны значения углов и угловые неопределенности на т.т.д. Угловое распределение в т.т.д. было обработано с шагом  $8^\circ$ .

В качестве мишени  $^{27}\text{Al}$  была использована алюминиевая фольга. Толщина мишени определялась по пробегу  $\alpha$ -частиц от эталонного источ-



**Рис. 5.** Определение толщины мишени  $^{27}\text{Al}$ . Три пика справа – спектр эталонного  $\alpha$ -источника, в качестве которого использован триплет  $^{233}\text{U} + ^{238,239}\text{Pu}$ ; три пика слева – спектр  $\alpha$ -частиц, прошедших сквозь  $^{27}\text{Al}$ , того же эталонного источника.



**Рис. 6.** Угловые распределения в универсальных переменных упругорассеянных на ядре  $^{27}\text{Al}$   $\alpha$ -частиц с энергиями: 5.5 МэВ (1); 19 МэВ [15] (2); 27.5 МэВ [16] (3).

$d_1$ , мм	$d_2$ , мм	$L$ , мм	$l$ , мм	$L_{мд}$ , мм	$d_m$ , мм	$d_{сп}$ , мм	$\Delta\Theta_k$ , градус	$\Delta\Theta_{мд}$ , градус	$\Delta\Theta_{сп}$ , градус
2	2	60	4	72	7	0.5	3.8	2.2	4.4

ника в алюминии на автоматизированной  $\alpha$ -спектрометрической установке “Прогресс 2000” (рис. 5). В качестве эталонного  $\alpha$ -источника использовался триплет  $^{233}\text{U} + ^{238}, ^{239}\text{Pu}$ . Сначала был измерен спектр источника (справа на рис. 5), затем спектр  $\alpha$ -частиц, прошедших сквозь мишень (слева на рис. 5). Определенная по зависимостям “пробег–энергия” [15] толщина алюминиевой мишени составила 12.7 мкм.

На рис. 6 приведены в сравнении измеренное угловое распределение упругорассеянных  $\alpha$ -частиц с энергией 5.5 МэВ на ядре  $^{27}\text{Al}$  и литературные данные при энергиях налетающих частиц 19 [16] и 27.5 МэВ [17]. Для удобства сравнения все данные представлены в “универсальных” координатах, когда форма угловых распределений не зависит от типа, энергии и массового числа налетающей частицы [18]. Как видно из рис. 6, формы угловых распределений при всех энергиях удовлетворительно совпадают.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котляр В.В., Шебеко А.В. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 370.
2. Котляр В.В., Шебеко А.В. // ЯФ. 1982. Т. 35. Вып. 4. С. 912.
3. Юшков А.В. // ЭЧАЯ 1993. Т. 24. Вып. 2. С. 348.
4. West L., Jr., Kemper K.W., Fletcher N.R. // Phys. Rev. С. 1975. V. 11. P. 859.
5. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н. и др // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. № 4. С. 636.
6. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Юшков А.В. // ЯФ. 1969. Т. 9. Вып. 4. С. 702.
7. Жукова О.А., Мульгин С.И., Юшков А.В. // ЯФ. 1979. Т. 30. Вып. 4 (10). С. 981.
8. Дьячков В.В., Юшков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 8. С. 1008.
9. Дьячков В.В., Шакиров А.Л., Юшков А.В. // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2010. № 3 (34). С. 36.
10. Дьячков В.В., Юшков А.В. // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2009. № 1 (28). С. 46.
11. Флейшнер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. // Треки заряженных частиц в твердых телах. Принципы и приложения. Ч. 1. Методы исследования треков. М.: Энергоиздат, 1981.
12. Третьякова С.П. // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. Вып. 2. С. 365.
13. Кутербекоев К.А., Юшков А.В. // ПТЭ. 1986. № 3. С. 35.
14. Кутербекоев К.А., Батищев В.Н., Юшков А.В. // Препринт № 7 ИЯФ АН КазССР. Алама-Ата, 1984.
15. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
16. Eisberg R.M., Porter C.E. // Reviews of modern physics. 1961. V. 33 (2). С. 190.
17. Bobrowska A., Budzanowski A., Grotowski K. et al. // J. APP/V. 1972. V. 3. P. 533.
18. Абдрашитов Н.Ю., Ибрагимов Ш.Ш., Реутов В.Ф., Юшков А.В. // Изв. АН КазССР. Сер. физ-мат. 1977. № 2. С. 17.