

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P3-86-344**

**А.Д.Антонов, Ю.М.Гледенов, Н.И.Квиткова,  
М.П.Митриков, Р.С.Митрикова, Т.М.Островная,  
В.Г.Тишин, Фунг Ван Зуан**

**МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ  
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
НА ОСНОВЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ  
С ДВУМЯ СЕТКАМИ**

**1986**

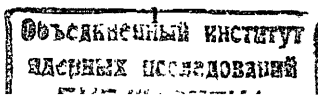
## Введение

Круг стабильных ядер, на которых возможно изучение реакции  $(n, p)$  на медленных нейтронах, ограничен всего лишь несколькими ядрами. Для стабильных ядер, как правило, энергии связи нейтронов и протонов близки  $B_n = B_p$ , следовательно, мала энергия реакции  $(n, p) - Q_p$ , малы и сечения. Использование радиоактивных нейтронодефицитных ядер-мишеней дает существенный выигрыш, так как для них  $B_n > B_p$ . Поэтому в последнее время интерес экспериментаторов, изучающих реакцию  $(n, p)$  на медленных нейтронах, сместился в область нестабильных ядер /1-7/.

В табл. I приведены возможные радиоактивные ядра-мишени с удобным для эксперимента периодом полураспада. Энергия реакции  $Q_p$  рассчитана из масс нуклидов /8/, периоды полураспада взяты из компиляции /9/. Отметим, что для большинства из них протоны из реакции  $(n, p)$  имеют энергию  $1 + 2$  МэВ. Радиоактивность мишени значительно ухудшает энергетическое разрешение детекторов (ионизационные и пропорциональные камеры, полупроводниковые детекторы), используемых в традиционных методиках /2-7/. Кроме того, исследования на медленных нейтронах, и особенно на тепловых, сильно осложняются наличием фоновых частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на микропримесях изотопов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{B}$ , всегда присутствующих в веществе мишени.

Широко применяемые телескопы на основе полупроводниковых детекторов  $\Delta E + E$  /10/ позволяют идентифицировать типы вылетающих частиц и уменьшить фон на пучке. Но они имеют существенный недостаток: в реальной геометрии опыта очень мал телесный угол  $\Delta\Omega$ , под которым из образца виден детектор. При использовании в качестве  $\Delta E$ -детектора тонких ионизационных или пропорциональных камер  $\Delta\Omega$  приближается к  $2\pi$ , однако возникают проблемы сложения сигналов с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов и в конечном итоге наблюдается значительное ухудшение энергетического разрешения системы.

Предлагаемая в настоящей работе методика с использованием ионизационной камеры с двумя сетками (ИКС) позволяет в значительной сте-



пени преодолеть трудности, связанные с выделением заряженных частиц различного типа, в частности, протонов из реакции  $(n, p)$  от фоновых альфа-частиц с близкой энергией.

### Методика

Сущность методики заключается в следующем. При одних и тех же условиях в ионизационной камере пробег протонов с энергией 1-2 МэВ в 2-7 раз больше, чем у фоновых альфа-частиц из реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  ( $E_\alpha = 2,05$  МэВ) и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  ( $E_\alpha = 1,47$  МэВ и 1,78 МэВ). Поэтому дополнительной сеткой  $C_1$  (см. рис. I) можно выделить объем (I) около мишени, в котором поглощается вся энергия альфа-частиц, а большинство протонов теряет только часть своей энергии. Расположение экранирующей сетки  $C_2$  и давление рабочего газа в камере подбираются так, чтобы пробег протонов полностью укладывался в объеме между мишенью и сеткой  $C_2$ . Вылет каждой частицы с мишени сопровождается появлением соответствующих сигналов с мишени и коллектора ИКДС, причем первый опережает второй на постоянное время  $t_0$ , зависящее от расстояний и электрического поля между электродами. Амплитуда сигнала с коллектора прямо пропорциональна энергии частицы, в то время как для амплитуды наблюдаемого сигнала  $V$ , снимаемого с мишени, на основе теоремы Рамо-Шокли (см., например, [10]) можно получить следующее выражение:

$$V = a + b \cdot \Delta E \cdot \left(1 - \frac{X \cdot \cos \theta}{d}\right), \quad (I)$$

где  $a$  и  $b$  - постоянные коэффициенты для конкретной системы детектора и измерительной аппаратуры;  $\Delta E$  - часть энергии частицы, поглощенная в выделенном объеме (I);  $d$  - расстояние от мишени до дополнительной сетки  $C_1$ ;  $X$  - центр тяжести части ионизационного трека, заключенной в объеме (I);  $\theta$  - угол вылета частицы относительно нормали к плоскости мишени. Из соотношения (I) видно, что для фоновых альфа-частиц амплитудный спектр, полученный с мишени камеры, сосредоточен в узком интервале около максимальной амплитуды

$V_{\max} = a + b \cdot E_\alpha$ , в то время как для протонов (с энергией 1-2 МэВ)

Таблица I

изотоп	энергия реакции $Q_p$ , МэВ	период полураспада	изотоп	энергия реакции $Q_p$ , МэВ	период полураспада
${}^7\text{Be}$	1,64	53,3 д	${}^{57}\text{Co}$	1,62	271 д
${}^{22}\text{Na}$	3,62	2,6 г	${}^{58}\text{Co}$	3,09	70,8 д
${}^{26}\text{Al}$	4,79	$7,2 \cdot 10^5$ г	${}^{60}\text{Co}$	0,56	5,27 г
${}^{36}\text{Cl}$	1,93	$3 \cdot 10^5$ г	${}^{65}\text{Zn}$	2,14	244 д
${}^{37}\text{Ar}$	1,60	35,0 д	${}^{73}\text{As}$	1,12	80,3 д
${}^{40}\text{K}$	2,29	$1,28 \cdot 10^9$ г	${}^{75}\text{Se}$	1,65	118,5 д
${}^{41}\text{Ca}$	1,21	$1 \cdot 10^5$ г	${}^{83}\text{Rb}$	1,82	86,2 д
${}^{46}\text{Sc}$	2,17	83,8 д	${}^{85}\text{Sr}$	1,85	64,8 д
${}^{44}\text{Tc}$	1,05	47 г	${}^{88}\text{Y}$	4,40	106,6 д
${}^{49}\text{V}$	1,39	330 д	${}^{91}\text{Nb}$	2,05	большой
${}^{51}\text{Cr}$	1,54	27,7 д	${}^{92}\text{Nb}$	2,78	$3,2 \cdot 10^7$ г
${}^{53}\text{Mn}$	1,38	$3,7 \cdot 10^6$ г	${}^{94}\text{Nb}$	1,69	$2 \cdot 10^4$ г
${}^{54}\text{Mn}$	2,16	312 д	${}^{93}\text{Mo}$	1,17	$3 \cdot 10^3$ г
${}^{55}\text{Fe}$	1,02	2,7 г	${}^{97}\text{Tc}$	1,13	$2,6 \cdot 10^6$ г
${}^{56}\text{Co}$	5,35	78,8 д	${}^{98}\text{Tc}$	2,38	$4,2 \cdot 10^6$ г

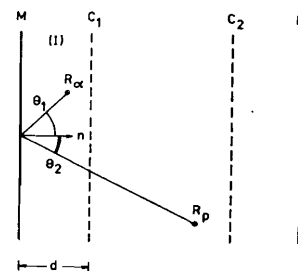


Рис. I. Схема плоской ионизационной камеры с двумя сетками. М - мишень;  $C_1$  - дополнительная сетка;  $C_2$  - экранирующая сетка; К - коллектор;  $n$  - нормаль к плоскости мишени;  $R_p$ ,  $R_\alpha$  - пробеги протонов и альфа-частиц;  $\theta$  - угол вылета.

этот спектр более растянутый, но в основном группируется в области более низкой энергии, чем для фоновых альфа-частиц. Таким образом, измерив два амплитудных спектра в режиме совпадений (со сдвигом  $t_0$ ) один с мишени, а другой с коллектора ИКДС, и затем, обрабатывая спектр с коллектора в подходящем амплитудном окне спектра с мишени, можно отделить протоны от фоновых альфа-частиц.

Реализация методики была осуществлена с помощью измерительной аппаратуры, блок-схема которой показана на рис.2а. Сигналы с мишени (М) и коллектора (К) ИКДС от одной и той же частицы, испускаемой мишенью, подаются на соответствующие тракты электроники. Быстрый тракт, который состоит из блоков быстрого дискриминатора (3), формирователя сигнала NIM (4), преобразователя сигнала NIM в сигнал TTL (5) и блока логической задержки и расширения сигнала (6), служит для формирования сигналов управления блоком линейных ворот (7) и амплитудным кодировщиком (10) (см. рис.2а). Рис.3 иллюстрирует временное соотношение сигналов в некоторых точках блок-схемы. В измерительном модуле на основе малой ЭВМ СМЗ (I4) процесс накопления информации происходит, как описано в работе /II/, с тем отличием, что в настоящей работе новое программное обеспечение позволяет регистрировать только совпадающие по времени (со сдвигом  $t_0$ ) сигналы с мишени и коллектора камеры, отвечающие вылету одной и той же заряженной частицы. Для обработки накопленной информации на магнитной ленте были написаны программы, позволяющие получить на ЭВМ PDP-11/70 следующие спектры для событий, совпадающих по времени:

- временной спектр в заданном амплитудном окне;
- амплитудный спектр во временном окне;
- амплитудный спектр во временном окне и одновременно в окне другого амплитудного спектра.

Методику можно применять и в более упрощенном варианте (блок-схема на рис. 2б), где сигнал с мишени служит только для управления, а на вход блока линейных ворот (7) подается сигнал с выхода линей-

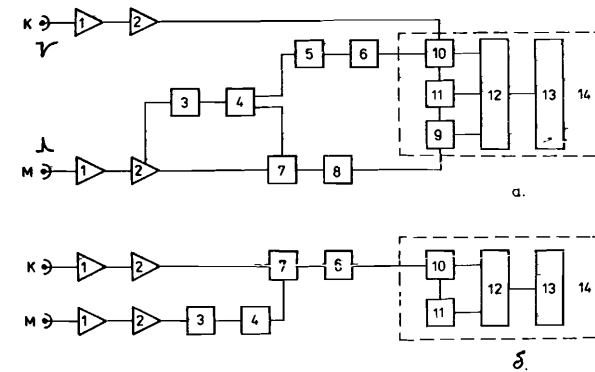


Рис.2 Блок-схема измерительной аппаратуры (а) и её упрощенный вариант (б). I - предусилитель; 2 - линейный усилитель; 3 - быстрый дискриминатор; 4 - быстрый формирователь сигнала; 5 - преобразователь сигнала NIM в TTL; 6 - блок логической задержки и расширения сигнала; 7 - линейные ворота; 8 - эмиттерный повторитель; 9, 10 - амплитудные кодировщики; 11 - временной кодировщик; 12 - ЭВМ СМ-3; 13 - магнитофон; 14 - измерительный модуль.

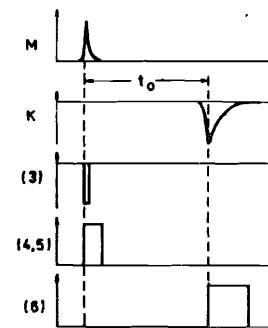


Рис. 3. Временное соотношение сигналов в некоторых точках блок-схемы. М - с мишени, К - с коллектора, 3-6 на выходе блоков 3-6 соответственно (см.рис.2).

ного усилителя (2) тракта коллектора. В этом варианте можно получить амплитудный спектр с коллектора только в одном, заранее установленном порогом дискриминатора (3), окне амплитудного спектра с мишени, но зато можно использовать вместо измерительного модуля (14) любой простой амплитудный анализатор, что делает методику доступной для широкого практического применения.

### Результаты

Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30 по методу времени пролета. Ввиду отсутствия "протонного источника", для проверки методики была использована мишень  $LiF$ , из которой в реакции  ${}^6Li(n, t){}^4He$  кроме альфа-частиц с энергией 2,05 МэВ вылетают ещё тритоны с энергией 2,73 МэВ, имитирующие протоны с энергией 1-2 МэВ по электрическому заряду, пробегу и тормозной способности, от которых зависят величины  $X$  и  $\Delta E$  в формуле (1). ( $R_t \approx R_p(1,8 \text{ МэВ})$ ,  $\frac{dE_t}{dx} \approx \frac{dE_p}{dx}$  при  $E_p \sim 1 \text{ МэВ}$ ).

ИКДС позволяет использовать мишени площадью около  $500 \text{ см}^2$ . Её межэлектродные расстояния  $MC_1$ ,  $MC_2$  и  $C_2K$  (см. рис.1) соответственно равны 2, 6 и 2 см. ИКДС была наполнена смесью газа  $Ar + 3,5\% CO_2$  до давления 1,1 атм, при котором  $R_t = MC_2$ . Подбором потенциалов на электродах  $M$ ,  $C_1$  и  $C_2$  было получено такое же энергетическое разрешение, как и у ионизационной камеры без дополнительной сетки  $C_1$  ( $\approx 100 \text{ кэВ}$  для альфа-частиц с энергией 4,8 МэВ от уранового альфа-источника). При таких условиях временной сдвиг сигнала с коллектора по отношению к сигналу с мишени  $t_c \approx 3 \text{ мкс}$  (см. рис.3).

На рис.4 показаны измеренные амплитудные спектры для тритонов и альфа-частиц из реакции  ${}^6Li(n, t){}^4He$  с мишени (а) и с коллектора (б) ИКДС. Кривая 3 - "полный" амплитудный спектр, включающий все сигналы, поступающие с коллектора. Кривые 1 и 2 представляют собой амплитудные спектры с мишени в окнах, отвечающих тритонам ( $n_k = 110 + 150$ ) и альфа-частицам ( $n_k = 45 + 110$ ) на полном амплитудном спектре с коллектора, а кривая 4 - амплитудный спектр с

коллектора в окне тритонов ( $n_M = 30 + 110$  и  $200 + 256$ ) амплитудного спектра с мишени. В области энергии выше 1,2 МэВ (см. кривую 4) пик альфа-частиц уменьшается в 5-6 раз, в то время как пик тритонов - только в 1,7 раза. Следует отметить, что в случае равной энергии  $E_t$  и  $E_\alpha$  пики на рис. 4а разошлись бы ещё дальше (пик альфа-частиц сместился бы на 230-240 каналы, а на рис. 4б его правый край сместился бы на каналы 130-140), и эффективность схемы отбора была бы значительно выше.

Такое различие в эффективности регистрации частиц позволяет применять методику ионизационной камеры с двумя сетками для уменьшения регистрации фоновых альфа-частиц и выделения протонов с энергией 1-2 МэВ при исследовании реакции  $(n, p)$  на тепловых и медленных нейтронах для ряда радиоактивных ядер-мишеней (см. табл.1). Методика может быть также применена в задачах выделения заряженных частиц с более высоким значением произведения массы на заряд  $MZ$  от фоновых частиц с меньшим  $MZ$  и осуществления углового отбора заряженных частиц, вылетающих с мишени.

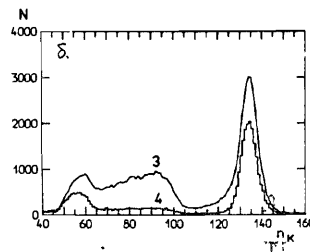
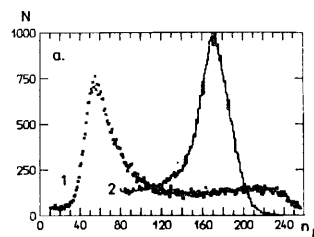


Рис. 4. Амплитудные спектры с мишени (а) и с коллектора (б).  $N$  - число отсчетов,  $n_M$  и  $n_K$  - номер канала спектров с мишени и коллектора.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю.П.Попова за постоянную поддержку и внимание к работе, В.И.Салацкого, Ю.Н.Воронова, В.Д.Кулика, Н.И.Линькова за большую помощь при проверке методики, сотрудников измерительного центра ЛНФ за помощь и обеспечение измерительного модуля СМ-3.

#### Литература

1. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections. Academic Press, N.Y., 1981.
2. Weigmann H. et al. Nucl.Phys., A 368, 1981, p.117.
3. Ensallem A. et al. Nucl.Phys. A368, 1981, p.108.
4. Gledenov Yu.M. et al. Z.Phys. A308, 1982, p.57.
5. Gledenov Yu.M. et al. Z.Phys. A322, 1985, p.685.
6. Гledenov Ю.М. и др. ОИЯИ, РЗ-85-275, Дубна, 1985.
7. Trautvetter H.P., Käppeler F. Z.Phys., A318, 1984, p.121.
8. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, М., 1974.
9. Table Isotopes, 7 Edition, Ed. by C.M.Lederer and V.S.Shirley, J.Wiley and Sons. N.Y., 1978.
10. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Энергоиздат, М., 1985, с.121-174.
11. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, РЮ-85-246, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 мая 1986 года.

Антонов А.Д. и др.

РЗ-86-344

Методика идентификации низкоэнергетичных заряженных частиц на основе ионизационной камеры с двумя сетками

Описана методика для исследований реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ , позволяющая разделять в условиях плохого энергетического разрешения заряженные частицы различного сорта. Детектором служит ионизационная камера с двумя сетками. Многомерные измерения амплитуд совпадающих импульсов с коллектора и мишени камеры и времени пролета нейтронов проводятся с помощью измерительного модуля на основе ЭВМ СМ-3. Написаны программы сортировки и обработки спектров на ЭВМ PDP-11/70. Эффективность работы предлагаемой схемы отбора продемонстрирована измерением реакции  ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.А.Филимонычевой

Antonov A.D. et al.

РЗ-86-344

The Method for Identification of Lowenergy Charged Particles Based on the Ionization Chamber with Two Grids

For investigation of  $(n, p)$  and  $(n, \alpha)$  reactions a method permitting to separate different sorts of charged particles in conditions of bad energy resolution is described. The ionization chamber (IC) with two grids has been used as a detector of the particles. Multidimensional measurements of amplitudes of coincidence pulses from the collector and the target and the time-of-flight spectra of captured neutrons have been carried out using the measuring module on the base of the СМ-3 mini-computer. The PDP-11/70 computer program for data sorting and processing has been written down. The operating efficiency of the proposed selection scheme is demonstrated by the measurement of the  ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$  reaction.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986