

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

6-84-682

В.М.Мальцев, В.Н.Рыбаков

**ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ($p, p\pi^+$)
РАДИОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

1984

ВВЕДЕНИЕ

Изучение особенностей взаимодействия высокоэнергичных нуклонов с ядрами является сложной проблемой из-за большого числа возможных каналов реакций и многообразия создаваемых продуктов. Решение ее требует применения различных методов. Одним из таких методов является радиохимический. Он позволяет зафиксировать заряд и массу образующегося продукта и, следовательно, сделать заключение о типе протекающей реакции. Радиохимический метод имеет то преимущество, что позволяет изучать ядерные реакции с малыми сечениями $/10^{-29} - 10^{-32} \text{ см}^2/$. Использование этого метода для решения поставленной проблемы оказалось плодотворным. Удалось показать, что главными каналами взаимодействия высокоэнергичного протона со сложными ядрами являются реакции расщепления и деления. Описание этих реакций дано в ряде обзоров /си., например, /1-4/ /.

К другим каналам взаимодействия относятся реакции с испусканием мезонов. Изучение реакции $(p, p\pi^+)$ помогает понять механизм образования π^+ -мезонов на ядрах и дает сведения о реакции с передачей малой энергии возбуждения исходному ядру.

В обзоре предпринята попытка обобщить сведения об изучении реакции $(p, p\pi^+)$ на ядрах различных элементов.

ОТКРЫТИЕ РЕАКЦИИ $(p, p\pi^+)$

Заметим, что уже в первых исследованиях взаимодействия высокоэнергичного протона со сложными ядрами были обнаружены изобары, т.е. ядра-продукты с зарядом, на единицу меньшим, чем у исходного ядра.

Так, в 1951 г. Сиборг с сотрудниками, изучая расщепление меди протонами с энергией 340 МэВ /5/, обнаружил во фракции никеля изотоп ^{65}Ni и определил величину сечения его образования. Аналогичный результат получен в работе /6/.

Авторы этих исследований не изучали механизм образования ^{65}Ni . Они предположили, что указанный изотоп мог образоваться из ^{65}Cu за счет осуществления вторичной реакции (n, p) . Позже Си-чен Фан и Туркевич /7/ впервые убедительно показали, что наиболее вероятным процессом образования ^{65}Ni из ^{65}Cu является первичная реакция $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$.

Некоторые детали доказательства осуществления именно этой реакции сохранили свое значение до настоящего времени, поэтому остановимся на этой работе подробнее.

Облучение мишеней производилось на внутреннем пучке протонов синхроциклотрона. В качестве мишени использовалась медная фольга, содержащая менее чем $10^{-2}\%$ Zl. Она располагалась между несколькими алюминиевыми фольгами толщиной 2,5 мкм. Пучок протонов проходил последовательно через алюминиевую фольгу А, медную мишень, затем алюминиевые фольги В, С, Д, Е. Активность ^{24}Na или ^{22}Na в фольге Д являлась монитором интенсивности протонного пучка.

После облучения из мишени выделялась фракция никеля и производились измерения ее радиоактивности на метановом пропорциональном счетчике. Были замечены две компоненты с периодами полураспада 7,6 часа и 36 часов, которые идентифицированы как ^{65}Ni и ^{57}Ni соответственно. Стандартным методом вычислялись величины сечений образования этих продуктов.

Количество этих ядер в алюминиевых фольгах А и В рассматривалось как эффект отдачи назад и вперед из мишени. Результаты измерений приведены в таблице 1. Видно, что сечение образования ^{57}Ni сравнительно постоянно в изученном интервале энергии протонов и составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{-27}$ см². Наблюдается значительный рост сечения образования ^{65}Ni с увеличением энергии протонов от 100 до 440 МэВ.

В связи с тем, что сечения образования ^{65}Ni малы, авторы пытаются оценить вклады в $\sigma_{^{65}\text{Ni}}$ всех возможных реакций. Такими реакциями, по мнению авторов, могут быть следующие:

1/ реакции расщепления или деления примесных тяжелых элементов;

2/ вторичная реакция (n, p) на ^{65}Cu ;

3/ реакция (n, p) за счет нейтронного фона ускорителя;

4/ первичная реакция $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$.

Далее подробно рассматриваются эти возможности.

При расщеплении и делении тяжелых элементов наблюдалось определенное соотношение сечений образования ^{66}Ni и ^{65}Ni . Оно колеблется от 0,5 до 1,0 при расщеплении элементов между Ho и Th протонами с энергией 450 МэВ и составляет величину 0,2 при расщеплении Av дейтронами с энергией 190 МэВ^{8/}.

В описываемых опытах отношение $\sigma_{^{66}\text{Ni}}/\sigma_{^{65}\text{Ni}}$ оказалось равным $\sim 0,005$. Это свидетельствует о том, что происхождение ^{65}Ni иное, чем эффект расщепления примесей.

Авторы приводят два аргумента, показывающих, что вклад от вторичной реакции (n, p) невелик.

Так, при облучении стопки из пяти медных фольг стандартной толщины, поставленных друг за другом, отношение сечений $^{65}\text{Ni}/^{57}\text{Ni}$ в каждой из фольг было найдено равным 0,0272. При облучении единичной фольги такой же толщины оно составляло 0,0247. Очевидно, что вклад от вторичных нейтронов должен быть больше в экспериментах с толстой мишенью, чем при облучении одной фольги. Поэтому небольшое увеличение отношения сечений $^{65}\text{Ni}/^{57}\text{Ni}$

Таблица 1

Энергия прото- нов, МэВ	σ ^{57}Ni в 10^{-27} см 2	σ ^{65}Ni в 10^{-27} см 2	Сечение реакции $^{65}\text{Ni}(p,\gamma)^{66}\text{Ni}$ в 10^{-27} см 2	% ^{57}Ni , зах- вач. фольгой*		% ^{65}Ni , зах- вач. фольгой	
				перед-зад- ней	зад- ней	перед- зад- ней	зад- ней
100	1,3	0,006		1,14			
200	1,9			1,11			
	1,8	0,009	0,003	1,06			
250	1,4	0,021	0,015				
	1,5			1,07			
300	1,5			1,01			
	1,3	0,032	0,026	1,05		1,47	
350	1,4	0,056	0,050				
400	1,4	0,078	0,072	0,93		1,11	
	1,4			1,00			
430	1,4	0,087	0,081	0,91	0,095	1,10	0,06
	1,3			0,93			
440	1,1	0,084	0,078	0,84		1,12	
	1,2	0,092	0,086	0,77		1,12	
	1,3	0,093	0,087	0,82		1,11	
	1,3	0,088	0,082	0,96		1,17	

в случае стопки фольг может быть объяснено вкладом вторичной реакции. Авторы считают, что по этому каналу возможен вклад в сечение образования ^{65}Ni при $E_p = 440$ МэВ около $7\% / 6 \cdot 10^{-30}$ см 2 . Заметим, что эта величина полностью совпадает с $\sigma_{^{65}\text{Ni}}$ при энер-

гии протонов 100 МэВ. Поэтому авторы предположили, что вклад от вторичной реакции (n, p) не зависит от энергии протонов для данного узкого интервала E_p .

Вторым аргументом, показывающим, что реакция (n, p) не может быть главным источником получения ^{65}Ni , является интерпретация результатов опытов по распределению ядер отдачи ^{65}Ni . В работе^{9/} установлено, что отношение "вперед-назад" для ядер отдачи в реакции (n, p) на вторичных нейтронах составляет около 2.

В экспериментах Си-чен Фан и Туркевича /см. таблицу 1/ активность ядер отдачи ^{65}Ni найдена в передней алюминиевой фольге примерно в 17 раз большей, чем в задней. Поэтому авторы делают справедливый вывод о том, что реакция (n, p) не может быть главной причиной образования ^{65}Ni .

Вклад от нейтронов фона оценивался в специальных опытах, и было показано, что им можно пренебречь.

Авторы считают, что единственной возможностью для объяснения всех полученных фактов может быть реакция $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$. Сведения о сечениях этого процесса могут быть получены вычитанием из найденных величин для сечений образования ^{65}Ni постоянного вклада от вторичной реакции (n, p) , равного $0,006 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Результаты приведены в колонке 3 таблицы 1. Авторы отмечают, что ход функции возбуждения реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$ аналогичен зависимости дифференциального сечения образования π^+ -мезонов в углероде под углом 90° от энергии протонов^{10/}. Это может служить подтверждением того, что процесс образования ^{65}Ni объяснен правильно.

Таким образом, Си-чен Фан и А. Туркевич впервые показали возможность применения радиохимического метода для изучения реакции $(p, p\pi^+)$. Позже удалось получить сведения о данном процессе на яд-

Таблица 2

E_p МаВ	σ реакция $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$ в 10^{-27} см^2	Литература	Примечание
5700	0,22	I1	
I10-I20	} 0,018 0,024 0,12 0,22	I2	
200-220			
340			
480			
660			
24000	0,14 \pm 0,01	I3	
6000	0,13	I4	цитировано по /I5/
490	0,137 \pm 0,012	} I5	в работах /I5,35/ получены сведения о ядрах отдачи реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$. Они будут обсуждены подробно в следующем разделе
650	0,203 \pm 0,018		
1000	0,227 \pm 0,020		
1400	0,231 \pm 0,020		
2000	0,203 \pm 0,018		
2800	0,160 \pm 0,014		
28000	0,093 \pm 0,008		
19000	0,102 \pm 0,008	I6	

рах ^{27}Al , ^{59}Co , ^{115}In , ^{127}J . Нам казалось разумным привести здесь данные, полученные на ^{65}Cu , а затем на других ядрах. Сведения о реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$ даны в таблице:

Рассмотрим теперь данные о реакции $(p, p\pi^+)$ на других ядрах. Результаты исследований представлены в таблицах 3, 4. В работах /27, 28/ пытались определить сечение реакции $(p, p\pi^+)$ на ядре ^{127}J . Однако трудности идентификации ядер продуктов ^{127}Te и $^{127\text{m}}\text{Te}$ не позволили точно определить эту величину. Поэтому $\sigma_{^{127}\text{Te}}$ работы /27/ можно рассматривать лишь как верхний предел величины сечения реакции $(p, p\pi^+)$. Он равен $\sim 0,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ в интервале энергии протонов 300-700 МэВ. Авторы /28/ считают, что их попытка определения σ реакции $(p, p\pi^+)$ была неудачной.

В работе /12/ предпринята попытка определения $\sigma_{p, p\pi^+}$ на ядрах La и Au . Однако она также не принесла успеха.

ОЦЕНКА ВКЛАДА ОТ ВТОРИЧНОЙ РЕАКЦИИ (n, p)

Для определения сечения реакции $(p, p\pi^+)$ необходимо облучать очень тонкие мишени, но иметь достаточно высокую радиоактивность ядра-продукта. Эти требования противоречивы, поэтому практически применяется компромиссное решение. Естественно, что в каждом эксперименте производится оценка вклада от вторичной реакции (n, p) .

МЕТОД 1

Используются мишени одинаковой толщины при различных энергиях протонов, определяется сечение образования ядра-продукта при энергиях протонов, меньших порога образования π -мезона. Предполагая, что сечение образования ядра-продукта обусловлено вторичной реакцией (n, p) и что это сечение не зависит от E_p , вычисляют сечение реакции $(p, p\pi^+)$. Такие определения были сделаны в ряде работ /7, 19, 26/.

МЕТОД 2

Используются мишени различной толщины /от 10 до 400 мг/см²/. При каждом значении E_p необходимо определить зависимость выхода продукта реакции от толщины материала мишени. Производится экстраполяция величины выхода к нулевой толщине мишени. Это значение считается суммой двух величин: выхода продукта реакции за счет искомой реакции $(p, p\pi^+)$ и выхода продукта от конкурирующей реакции (n, p) за счет нейтронов, рожденных в мониторе. Последняя величина оценивается в отдельных опытах при

Таблица 3

Исходное ядро	E_p МэВ	σ реакция (p, pI^+) 10^{-27} см ²	Литература	Примечание
^{27}Al	5700	$0,1 \pm 0,1$	17	
	28000	$0,067 \pm 0,005$	18	
	240	$0,008 \pm 0,007$	19	
	280	$0,057 \pm 0,011$		
	320	$0,069 \pm 0,018$		
	380	$0,078 \pm 0,021$		
	440	$0,114 \pm 0,020$		
	500	$0,158 \pm 0,012$		
	560	$0,164 \pm 0,014$		
	600	$0,174 \pm 0,012$		
	660	$0,134 \pm 0,026$		
	600	$0,103 \pm 0,005$	20	в работе получены сведения об распределении ядер-отдачи реакции $^{27}Al(p, pI^+)^{27}Mg$ Они будут обсуждены в следующем разделе
	1000	$0,138 \pm 0,006$		
	1700	$0,138 \pm 0,005$		
2900	$0,111 \pm 0,005$			
10000	$0,069 \pm 0,004$			
28000	$0,062 \pm 0,004$			
^{59}Co	380	0,08	21	
	120	0	22	
	200	$0,020 \pm 0,010$		
	250	$-0,024 \pm 0,021$		
	300	$0,039 \pm 0,030$		
	400	$0,069 \pm 0,021$		
	500	$0,156 \pm 0,022$		
	600	$0,170 \pm 0,016$		
660	$0,177 \pm 0,017$			

I, 0

Таблица 4

Иск. ядро	E_p МэВ	σ ^{115}Ca 10^{-27} см ²	σ ^{115m}Ca 10^{-27} см ²	Сечение реакции (p, pI^+) 10^{-27} см ²	Литература	Примечание
^{115}Jd	1000	0,03	0,13	0,16	23	
	2000	$0,06 \pm 0,01$	$0,145 \pm 0,001$	0,205		
	4100	$0,066 \pm 0,001$	$0,15 \pm 0,02$	0,216		
	6200	$0,071 \pm 0,004$	$0,147 \pm 0,006$	0,218		
	2900	0,048	0,13	0,18	24	
	30000	0,023	0,10	0,12		
	300	$0,017 \pm 0,011$	$0,045 \pm 0,022$	$0,062 \pm 0,033$	25	
	400	$0,026 \pm 0,011$	$0,071 \pm 0,041$	$0,097 \pm 0,052$		
	500	$0,036 \pm 0,015$	$0,074 \pm 0,031$	$0,110 \pm 0,046$		
	660	$0,049 \pm 0,014$	$0,093 \pm 0,020$	$0,142 \pm 0,034$		26

различных толщинах алюминиевых монитрных фольг. Она составляет примерно 10% от вклада реакции $(p, p\pi^+)$.

Зная вклады по этим двум каналам, можно вычислить выход продукта реакции $(p, p\pi^+)$ при любой толщине мишени для данной E_p . Такие определения были сделаны в ряде работ /15, 22, 35/.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ТЕОРИЕЙ

а/ Функция возбуждения

Теоретический расчет реакции $(p, p\pi^+)$ произведен в работах В.С.Барашенкова и В.М.Мальцева /29-30/, Т.Эриксона, Селлери и Ван де Валле /31/.

Авторы указанных работ рассматривают процесс $(p, p\pi^+)$ как взаимодействие налетающего протона с квазисвободным протоном ядра с образованием положительного заряженного пиона. Ядро считается газом Ферми. Учитывается поглощение вторичных частиц в ядре. Причем считается, что остаточное ядро должно иметь энергию возбуждения менее 8 МэВ. Осуществляется реакция $p + [p] = [n] + p + \pi^+$, где знак [] означает, что это нуклон ядра.

Рассмотрим эти работы подробнее. В работе /29/ рассчитывается конкретная реакция $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+) ^{27}\text{Mg}$ в интервале энергии протонов от порога до 700 МэВ. В полномом приближении вклад в полное сечение дают четыре диаграммы /а, б, в, г/, изображенные на рис. 1. Изображенная на рис. 1д более сложная диаграмма, в которой доминирует двухпионный обмен /виртуальный ρ -мезон/, дает в полное

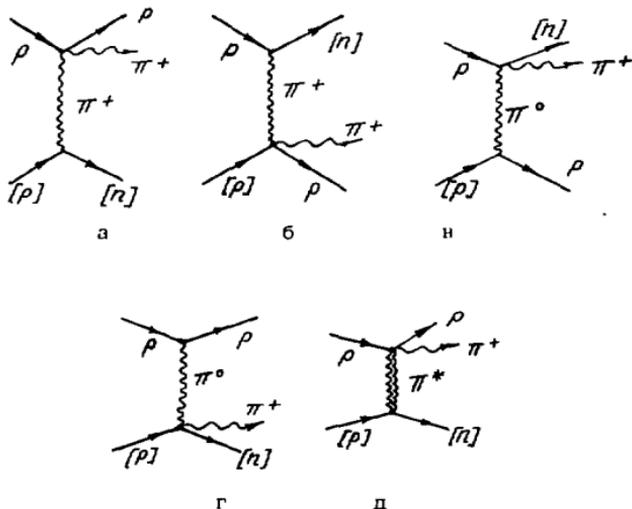


Рис.1. Диаграммы, дающие вклады в реакцию $(p, p\pi^+)$.

сечение вклад, приблизительно на порядок меньший, чем вклад от одномезонных диаграмм. Авторы пренебрегают вкладом от этой диаграммы. Они убедительно показали также, что вклады от диаграмм в и г в 9 раз меньше вклада от диаграмм а и б, а интерференция диаграмм а и г, б и в равна нулю, интерференция от диаграмм а и в, б и г пренебрежимо мала. Поэтому авторы пренебрегают вкладами от диаграмм в и г и точно рассчитывают вклады от диаграмм а и б. Пусть k_1 и k_2 - четырехмерные импульсы соответственно связанного протона [p] и связанного нейтрона [n], а p_1, p_2, q_2 - четырехмерные импульсы начального протона, конечного протона и пиона. Пусть $W^2 \equiv -(p_1 + k_1)^2$ - квадрат полной энергии в общей системе центра масс; $U^2 \equiv -(p_2 + q_2)^2$ - квадрат полной энергии в системе центра масс верхнего узла диаграммы а; $\Delta^2 \equiv (k_2 - k_1)^2$ - квадрат передаваемого четырехмерного импульса. Тогда полное сечение реакции $(p, p\pi^+)$ можно записать в виде

$$\sigma(W) = \frac{2f^2 M^2}{\pi^2 \mu^2 W^2 (W^2 - 4M^2)} \int_{\Delta_{\min}^2}^{\Delta_{\max}^2} d(\Delta^2) \int_{(M+\mu)^2}^{U_{\max}} d(U^2) [U^4 - 2U^2(M^2 + \mu^2) + (M^2 - \mu^2)^2]^{1/2} \sigma_{\pi^+ p}(U) \left\{ \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + \mu^2)} + \frac{W^2 - 3M^2 - \Delta^2 - U^2}{(W^2 - 3M^2 - \Delta^2 - U^2 + \mu^2)} + \frac{C(\Delta^2, U)}{(\Delta^2 + \mu^2)(W^2 - 3M^2 - \Delta^2 - U^2 + \mu^2)} \right\},$$

где

$$C(\Delta^2, U) = a \left(\frac{U - M}{2U} \right) [(U^2 + M^2 + \Delta^2 + 2MU)(W^2 - 2M^2 - \Delta^2 + 2MU)]^{1/2} + \left(\frac{3a^2 - 1}{2} \right) \left(\frac{U + M}{2U} \right) [(U^2 + M^2 + \Delta^2 - 2MU)(W^2 - 2M^2 - \Delta^2 - 2MU)]^{1/2},$$

$$a = \frac{U^2(4M^2 - 2W^2) + (U + M^2 + \Delta^2)(W^2 - 2M^2 - \Delta^2)}{[(U^2 + M^2 + \Delta^2)^2 - 4M^2 U^2]^{1/2} [(W^2 - 2M^2 - \Delta^2)^2 - 4M^2 U^2]^{1/2}},$$

$f^2 \approx 0,08$ - постоянная связи пиона с нуклоном, M и μ - соответственно массы нуклона и пиона, $\sigma_{\pi^+ p}(U)$ - сечение упругого взаимодействия положительно заряженного пиона с протоном как

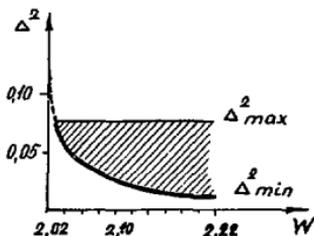


Рис.2. Разрешенная область интегрирования по Δ^2 для реакции $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+)^{27}\text{Mg}$ при энергии протонов $T_p = 250 \div 660$ МэВ.

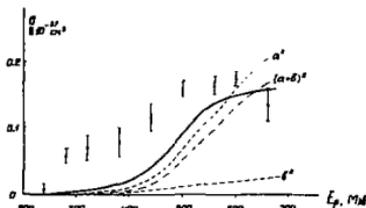


Рис.3. Функция возбуждения реакции $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+)^{27}\text{Mg}$, \bullet - данные работы /19/, сплошная кривая - расчет с учетом поглощения.

функция полной энергии U в системе их центра масс. Очевидно, $U = \sqrt{2MT_\pi + (M + \mu)^2}$, где T_π - кинетическая энергия пиона, взаимодействующего с покоящимся нуклоном. Верхний предел интегрирования

$$U_{\max}^2 = M^2 + \frac{W}{2M^2} [(W^2 - 4M^2)^{1/2} (\Delta^4 + 4M^2 \Delta^2)^{1/2} - W\Delta^2].$$

Так как реакция происходит на связанном протоне, который переходит в связанный нейтрон, то нетрудно показать, что $\Delta_{\max}^2 = 2M\epsilon$, где ϵ - максимальная разность энергетических уровней ядерных нуклонов, участвующих в реакции. Так как глубина потенциальной ямы с учетом кулоновского взаимодействия составляет около 50 МэВ, то $\epsilon \approx 40$ МэВ. Нижний предел интегрирования

$$\Delta_{\min}^2 = \frac{1}{2} \{ W^2 - \mu^2 - 2M\mu - 4M^2 - (1 - \frac{4M^2}{W^2})^{1/2} [(W^2 - \mu^2 - 2M\mu)^2 - 4M^2 W^2]^{1/2} \}.$$

Область интегрирования по Δ^2 имеет вид, изображенный на рис.2. Крайние значения энергии W равны соответственно 2,03 и 2,22 ГэВ. Двойное интегрирование в формуле для $\sigma(W)$ выполнено численно. Результаты вычислений для реакции $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+)^{27}\text{Mg}$ приведены на рис.3. Из рисунка видно, что основной вклад в сечение вносит диаграмма а. Вклад диаграммы в приблизительно на порядок меньше. Интерференционный член отрицателен и составляет ~30% от вклада, вносимого диаграммой а.

Далее авторы вводят поправку по поглощению вторичных частиц. Если $M_{\pi\pi}$ - парциальный вклад в сечение от взаимодействия с про-

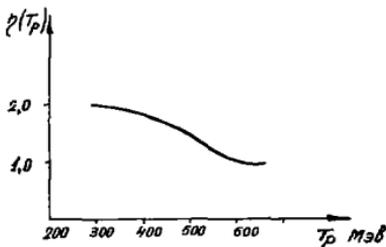


Рис.4. Коэффициент $\eta(T_p)$, учитывающий поглощение частиц в ядре, как функция энергии падающих протонов.

тоном, находящимся на уровне с квантовыми числами l, ℓ , а R_{nl} - число протонов на этом уровне, то полное сечение реакции $(p, p\pi^+)$ на ядре A имеет вид $\sigma_{\Delta}(T_p) = \sigma(T_p) \cdot \eta(T_p)$, где коэффициент $\eta \approx \sum R_{nl} \cdot M_{nl}$ учитывает поглощение частиц в ядре. Суммирование здесь проводится по всем участвующим в реакции энергетическим уровням. Вполне оправданным является предположение, что в рассмотренном ядре ^{27}Al , которое характеризуется большой диффузностью границы, в реакции участвуют все протоны.

Тогда $\eta(T_p) = 5M_{1d} + 6M_{1p} + 2M_{1s}$, где значение коэффициентов M_{nl} можно вычислить по данным, приведенным в работе Бениоффа ^{/32/}.

$$M_{nl} = \frac{4,38 \tau_0^2}{\sqrt{\sigma_{pN}(\sigma_{pN} + \sigma_{\pi^+N})}} (M_{nl})_{\text{Benioff}}$$

Здесь σ_{pN} и σ_{π^+N} - средние сечения взаимодействия протонов и π^+ -мезонов с нуклонами ядра /значение этих сечений см. в обзоре ^{/33/}, $\tau_0 = 1,1 \cdot 10^{-13}$ см². Вычисленные значения $\eta(T_p)$ для ядра ^{27}Al приведены на рис.4, а соответствующие значения $\sigma(T_p)$ - на рис.3. Видно, что учет поглощения заметно улучшает согласие теории с экспериментом. Позже авторы ^{/30/} произвели расчет в более широком интервале энергии протонов и показали, что в функции возбуждения реакции $(p, p\pi^+)$ при $T_p \sim 1,5$ ГэВ наблюдается отчетливо выраженный максимум, обусловленный резонансным характером π^+p -взаимодействия, в частности, образованием внутри ядра-мишени состояния с изотопическим спином $3/2$.

Эрикссон, Селлери и Ван де Валле ^{/31/} вычислили кривую $\sigma_{p, p\pi^+} = f(E_p)$ в широком интервале энергии протонов, с которой удобно сравнивать экспериментальные значения. Они произвели также оценку сечения образования отрицательного пиона на ядре и показали, что разница в сечениях образования пионов разных знаков обусловлена образованием дополнительных резонансных состояний в пион-нуклонной системе с изотопическим спином $1/2$.

На рис.5,6,7 произведено сравнение экспериментальных результатов с теорией для ядер ^{27}Al и ^{65}Cu (^{59}Co), согласно работам ^{/20, 35, 23/}. Видно, что если в области энергий протонов до 1 ГэВ экспериментальные данные превосходят теоретические значения, то при E_p выше 2 ГэВ наблюдается обратная картина. Это

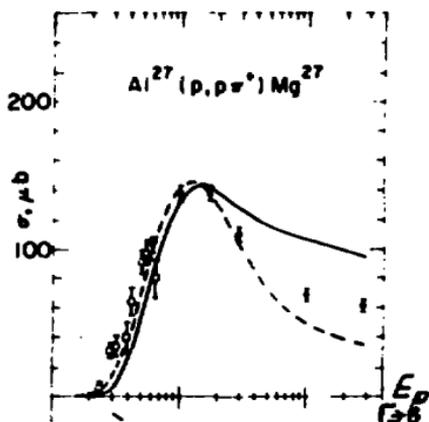


Рис.5. Функция возбуждения реакции $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+)^{27}\text{Mg}$. Точки - экспериментальные данные /см. табл.3/. Сплошная кривая - расчет по Эриксону и др. с поправкой Ремсберга ^{/15/}. Пунктирная кривая - с учетом всех поправок.

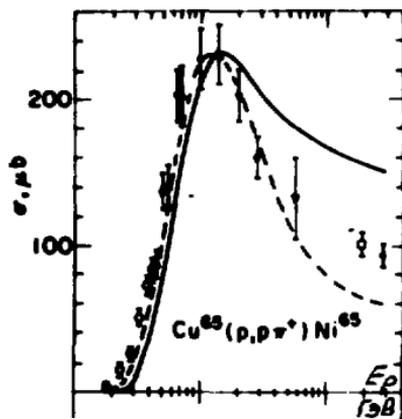


Рис.6. Функция возбуждения реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$. Точки - эксперимент /см. табл.2/. Сплошная кривая - расчет Ремсберга ^{/15/}. Пунктирная кривая - расчет с поправкой Селлери.

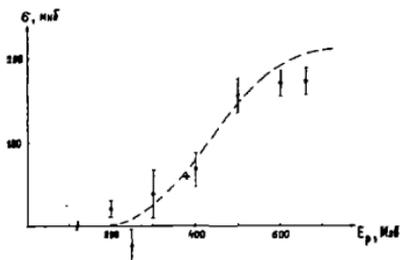


Рис.7. Функция возбуждения реакции $^{59}\text{Co}(p, p\pi^+)^{59}\text{Fe}$. - данные работы ^{/22/}; + - результат работы ^{/21/}. Пунктирная кривая - расчет для ^{65}Cu с учетом поправки Селлери.

побудило ряд авторов ввести поправки в расчет. Так, в работах ^{/15, 31, 35/} вводится поправка на эффект внутриядерного ферми-движения нуклонов, а Селлери ^{/34/} предложил учитывать роль виртуальности промежуточного пиона. Обе эти поправки действуют в одном направлении и существенно улучшили согласие теоретических предсказаний с экспериментом.

б/ Ядра отдачи в 2-частичной кинематике

Важными экспериментами для проверки справедливости модели являются опыты, в которых получены данные об угловом и энергетическом распределении продуктов реакции $(p, p\pi^+)$.

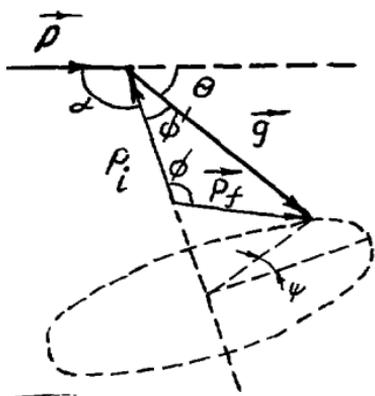


Рис.8. Кинематика реакции $(p, p\pi^+)$.

Так, Ремсберг /15,35/ изучил энергетическое распределение ядер отдачи ^{65}Ni в реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$, а Посканцер, Каммин и Ремсберг /20/ - угловое и энергетическое распределение ядер отдачи в реакции $(p, p\pi^+)$ на ^{27}Al .

Кинематика изучаемой реакции приведена на рис.8. Применяя закон сохранения энергии и импульса, можно написать

$$q \cos \theta = (U^2 - 1 + q^2 + 2E\Delta E - \Delta E^2) / 2p, \quad (*)$$

где q - импульс ядра отдачи /переданный импульс/, $q^2 = \Delta^2 + \Delta E^2$; E и p - полная энергия и импульс налетающего протона; ΔE - энергия, переданная ядру отдачи ($\Delta E = E_f - E_i - Q + q^2/A$, где $E_f - E_i$ - энергия возбуждения остаточного ядра, Q - энергия реакции; для реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$ она равна 2,6 МэВ; q^2/A - кинетическая энергия ядра отдачи; $\Delta E \ll E$); U - полная энергия всех частиц, покидающих ядро, в их собственной системе центра масс $U > 1,32$. Все величины в единицах $M = C = 1$.

В экспериментах изменяются $\langle q \cos \theta \rangle$ или $\langle q \sin \theta \rangle$ - компоненты переданного импульса вдоль или поперек лучка протонов и, следовательно, можно сравнивать либо эти величины, либо значения U , которые легко вычислить из уравнения (*), приняв во внимание, что ΔE^2 , q^2 , $E\Delta E \ll U^2$ и ими можно пренебречь.

Нам казалось достаточным произвести сравнение величин $\langle T \cos \theta \rangle$, $\langle q \cos \theta \rangle$. Такое сравнение произведено для реакции $(p, p\pi^+)$ на ^{27}Al на рис.9 и на ^{65}Cu на рис.10. Угловое и энергетическое распределение продуктов реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$ сравнивается на рис.11 и 12.

Видно, что наблюдается достаточно хорошее совпадение теоретических значений и экспериментальных величин.

Таким образом, все основные экспериментальные данные относительно $(p, p\pi^+)$ реакции находят удовлетворительное объяснение в рамках простой рабочей модели, использующей полюсное приближение.

Поправки на виртуальность промежуточного пиона и ферми-движения нуклонов внутри ядер мишени улучшают согласие теории с экспериментом. Однако пока не ясно, будет ли картина такой же благополучной для ядер более тяжелых, чем медь. частности, сравнение экспериментальных данных с теорией на ядре ^{115}In про-

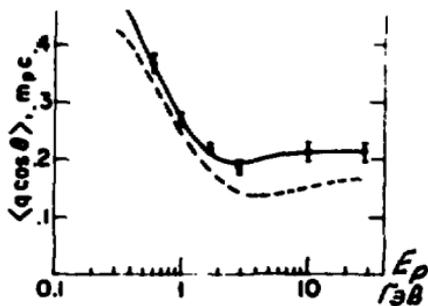


Рис.9. Распределение ядер отдачи реакции $^{27}\text{Al}(p, p\pi^+)^{27}\text{Mg}$.

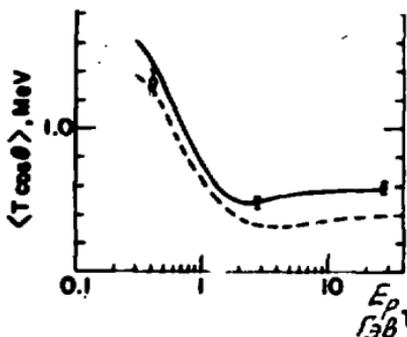


Рис.10. Распределение ядер отдачи реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$.

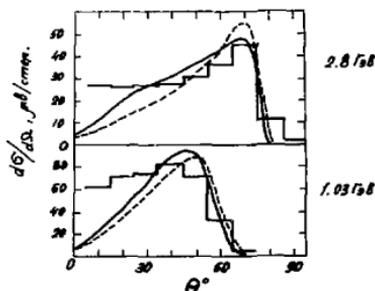
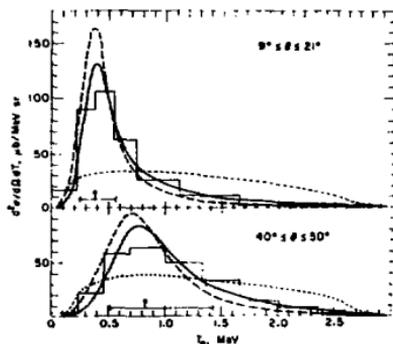


Рис.12. Спектр кинетической энергии ядер отдачи реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$. Гистограмма - эксперимент. Сплошная кривая - расчет Ремсберга /35/. Пунктирная кривая - расчет со всеми поправками. Кривая, обозначенная мелким пунктиром - расчет по трехчастичной кинематике.

Рис.11. Угловое распределение ядер отдачи реакции $^{65}\text{Cu}(p, p\pi^+)^{65}\text{Ni}$. Гистограмма - эксперимент. Кривая - теоретический расчет.



вести нельзя из-за недостатка экспериментальных данных и предсказаний теории. Не ясен вопрос о выводах продуктов реакции $(p, p\pi^+)$, находящихся в основном и возбужденном состоянии. Пока лишь кажется справедливой гипотеза Лорила /24/ о том, что более высокий выход одного из продуктов реакции обусловлен близостью его спина к спину исходного ядра. По-видимому, для решения этого вопроса необходима другая теоретическая модель.

ВЫВОДЫ

1. Суммированы экспериментальные данные о функциях возбуждения реакции ($p, p\pi^+$) в широком интервале энергии протонов на ядрах ^{27}Al , ^{65}Cu , ^{59}Co , ^{115}In .
2. Собраны и проанализированы экспериментальные данные для всех измеряемых величин: функции возбуждения реакции, угловых распределений и энергетических спектров ядер отдачи. Наблюдается удовлетворительное согласие с теоретическим расчетом.
3. Показана применимость теоретической модели, использующей полное приближение с поправками на виртуальность промежуточного пиона и ферми-движения внутриядерных нуклонов, для описания ($p, p\pi^+$) реакции от порога до 30 ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврухина А.К. Успехи химии, 1958, 27, вып.5, с. 517.
2. Miller J.M., Hudis J. Annual Review of Nuclear Science, 1959, 9, p. 159.
3. Гайсинский М.И. Ядерная химия и ее приложение. ИИЛ, М., 1961, с. 111.
4. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд. АН СССР, М.-Л., 1962.
5. Betzel R., Miller D., Seaborg G. Phys.Rev., 1951, 84, p.671.
6. Виноградов А.П. и др. Сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседание отделения хим.наук. Изд. АН СССР, М., 1955.
7. Si-Chang Tung, Turkevich A. Phys.Rev., 1954, 95, p. 176.
8. Hopkins H.H. Phys.Rev., 1950, 77, p. 717.
9. Bernardini G., Booth E.T., Lindenbaum S.J. Phys.Rev., 1952, 85, p. 826.
10. Nedzel V.A. Phys.Rev., 1953, 90, p. 169.
11. Barr D. University of California Radiation Laboratory UCRL-3793, 1957.
12. Лаврухина А.К., Гречищева И.М., Хотин Б.А. Атомная энергия, 1959, 6, вып.2, с. 145.
13. Rudstam G., Bruininx E., Pappas A.C. Phys.Rev., 1962, 126, p. 1852.
14. Crespo V.P. Rev.Port.Quim., 1963, 5, p. 6.
15. Rensberg L.P. Phys.Rev., 1965, 138, N 3B, p. B572.
16. Rudstam G. Nucl.Phys., 1964, 56, p. 593.
17. Benioff P.A. Phys.Rev., 1960, 119, p. 316.
18. Cumming J.V. et al. Phys.Rev., 1962, 127, p. 950.
19. Кузнецова М.Я., Покровский В.Н., Рыбаков В.Н. ЖЭТФ, 1962, 42, вып.6, з. 1451.
20. Poskanzer A.M., Cumming J.V., Rensberg L.P. Phys.Rev., 1968, 168, No 4, p. 1331.

21. Kaufman S., Hower S. Bull.Am.Phys.Soc.Ser., 1962, 7, 11, No 9, p. 623.
22. Никитюк Л.Н., Покровский В.Н., Рыбаков В.Н. ОИЯИ, Р6-5248, Дубна, 1970; Радиохимия, 1973, 15, 1, с. 106.
23. Nethawey D.R., Winsberg L. Phys.Rev., 1960, 119, p. 1375.
24. Poril N.T. Phys.Rev., 1962, 128, p. 1916.
25. Мальцева Н.С., Рыбаков В.Н. ОИЯИ, Р-1461, Дубна, 1963.
26. Рыбаков В.Н., Мальцева Н.С. ЖЭТФ, 1964, вып.5, с. 1911.
27. Кузнецова М.Я. и др. ОИЯИ, Р-624, Дубна, 1960; Радиохимия, 1961, №6, с. 757.
28. Ladenbauer J.M., Winsberg L. Phys.Rev., 1960, 119, p. 1363.
29. Barashenkov V.S., Maltsev V.M. Acta Physica Polonica, Supplementum, 1962, 22, p. 173.
30. Барашенков В.С., Мальцев В.М. Ядерная химия. Изд. "Наука", М., 1965, с. 179.
31. Ericson T., Selleri F., Wan de Walle R.T. Nucl.Phys., 1962, 36, No 3, p. 353.
32. Benioff P.A. Phys.Rev., 1960, 119, p. 316.
33. Барашенков В.С., Мальцев В.М. ОИЯИ, Р-724, Дубна, 1961.
34. Selleri F. Phys.Rev., 1967, 164B, No 4, p. 1475.
35. Remsberg L.P. Phys.Rev., 1969, 188B, No 4, p. 1698.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1984 года.

Внимание организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Мальцев В.М., Рыбаков В.Н.

6-84-682

Изучение реакции $(p, p\pi^+)$ радиохимическим методом

Рассмотрена ядерная реакция $(p, p\pi^+)$ в интервале энергий протонов от порога реакции до 30 ГэВ на ядрах ^{27}Al , ^{65}Cu , ^{59}Co , ^{115}In . Собраны и проанализированы экспериментальные данные, полученные радиохимическим методом, для измеряемых величин: функции возбуждения реакции, угловых распределений и энергетических спектров ядер отдачи. Наблюдается удовлетворительное согласие с теоретическим расчетом. Показана применимость теоретической модели, использующей полусное приближение с поправками на виртуальность промежуточного пиона и ферми-движения внутриядерных нуклонов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Maltsev V.M., Rybakov V.N.

6-84-682

The Study of $(p, p\pi^+)$ Reaction by the Radiochemical Method

The $(p, p\pi^+)$ nuclear reaction is studied within the proton energy range from the reaction threshold up to 30 GeV on ^{27}Al , ^{65}Cu , ^{59}Co , ^{115}In nuclei. The experimental data obtained by the radiochemical method are collected and analysed for the values measured (reaction excitation function, angular distributions and energy spectra of recoil nuclei). A satisfactory agreement with theoretical calculation is observed. The applicability of theoretical model which uses the pole approximation with corrections for the virtuality of intermediate pion and Fermi motion of intranuclear nucleons is shown.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984

21 коп.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой.
Набор Н.П.Боголюбовой, Е.М.Граменицкой.

Подписано в печать 20.10.84.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,37.

Тираж 250. Заказ 35370.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.