

СЗУБ. 46

H-171

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3015/2-71

30/viii-71

P1- 5832



5832

В.С. Надеждин, Н.И. Петров, В.И. Сатаров,
И.К. Взорov

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

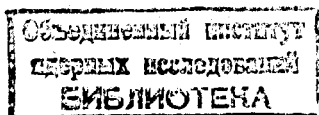
ИЗМЕРЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
РЕАКЦИИ (Π^+ , $2p$) НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$
ПРИ ЭНЕРГИИ Π -МЕЗОНОВ $E = (85 \pm 4)$ МЭВ

1971

P 1- 5832

В.С. Надежин, Н.И. Петров, В.И. Сатаров,
И.К. Взорев

ИЗМЕРЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
РЕАКЦИИ (Π^+ , 2p) НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$
ПРИ ЭНЕРГИИ Π -МЕЗОНОВ $E = (85 \pm 4)$ МЭВ



Экспериментальное исследование процесса захвата π^+ -мезонов ядрами ${}^6\text{Li}$ с испусканием двух быстрых протонов представляет большой интерес для изучения механизма поглощения π -мезонов ядрами, так как это пока практически единственный пример реакции поглощения пионов, когда удается надежно разделить каналы, соответствующие образованию остаточного ядра в основном и возбужденном состояниях.

Ранее реакция $\pi^+, 2p$ изучалась на синхротронном циклотроне в ЦЕРНе группой Шарпака и Зуланчича^{1/}. Однако этой группой измерения сечений выполнены только для одного случая симметричной геометрии опыта, соответствующего расположению детекторов, регистрирующих быстрые протоны, под углом $\approx 90^\circ$ к пучку π^+ -мезонов. С целью более детального исследования процесса поглощения и получения информации для проверки модельных представлений о структуре ядра ${}^6\text{Li}$ измерения сечений испускания пар быстрых протонов нами выполнены для шести наборов пар углов θ_1 и θ_2 , характеризующих расположение детекторов быстрых протонов по отношению к пучку π -мезонов. Под одним из углов также измерены выход и энергетический спектр одиночных протонов. Выбранные наборы пар углов в совокупности обеспечивают определение угловой корреляции испускания быстрых протонов. Два набора углов практически совпадают с наборами, при которых ранее были произведены измерения сечений захвата π^+ -мезонов свободными дейтронами.

В настоящей публикации приводятся и обсуждаются данные только по спектрам суммарной энергии быстрых протонов и дифференциальным сечениям.

Условия опыта

Схема опыта представлена на рис. 1. Пучок π^+ -мезонов с энергией 85 ± 4 Мэв падает на металлическую мишень М толщиной $1,25 \text{ г/см}^2$, содержащую 90% изотопа ${}^6\text{Li}$ и 10% изотопа ${}^7\text{Li}$. Мишень представляет собой пластинку площадью 100 см^2 , поверхность которой образует с направлением пучка π^+ -мезонов угол 45° . Испускаемые мишенью быстрые протоны р регистрируются двумя искровыми камерами, ИК₁ и ИК₂, расположенными слева и справа относительно пучка π^+ -мезонов на расстоянии около 50 см от центра мишени. Каждая камера состоит из 40 газовых промежутков, разделенных пластинами из алюминия. Суммарная толщина пластины составляет $d = 25 \text{ г/см}^2$ и обеспечивает измерение энергии протонов по пробегу до 185 Мэв. Каждая камера имеет размеры $318 \times 380 \times 500 \text{ мм}^3$. Для пропуска протонов в передних фланцах камер сделаны прямоугольные окна, вырезающие по отношению к мишени телесный угол $\Delta\omega = 0,173$ стере радиана. При указанных условиях в случае симметричной геометрии опыта ($\theta_1 = \theta_2 = 79^\circ 30'$) исключена возможность попадания протонов на стенки камеры; а в случае несимметричной геометрии ($\theta_1 = 53^\circ$; $\theta_2 = 109^\circ$) поправка на остановки протонов в стенках камеры меньше 2%. Запуск камер осуществляется схемой совпадений, состоящей из четырех счётчиков $\text{C}_1\text{C}_2\text{C}_3\text{C}_4$. Съём информации filmовый и осуществляется отдельно для левой и правой камер. При обработке измерялись следы только тех протонов, которые проходили в камере не менее трех газовых промежутков. Энергетический порог 100%-ной регистрации протонов в камере зависит от угла, под которым расположена камера, и в среднем составляет 50 Мэв. Суммарная примесь электронов и μ -мезонов в пучке $18 \pm 3\%$. Полный поток частиц на мишень равен $5 \cdot 10^8$ част/сек при сечении пучка $35 \times 35 \text{ мм}^2$. Наборы пар углов θ_1 и θ_2 , для которых произведены измерения, приведены в табл. 1. Измерения выхода и спектра одиночных протонов выполнены на левой камере при угле $\theta_1 = 79^\circ 30'$. Все полученные в опыте данные исправлены на примесь в мишени ядер ${}^7\text{Li}$.

Результаты опыта

На рис. 2а, б и в представлены спектры суммарной энергии E_c парных протонов для первого, пятого и шестого наборов пар углов θ_1 и θ_2 .

Из рис. 2 видно, что на всех спектрах четко выделяются два максимума. Первый максимум ($E_c = 220$ Мэв) соответствует захвату π^+ -мезонов двумя нуклонами p -оболочки, когда остаточное ядро ${}^4\text{He}$ образуется в основном состоянии:



Ширина первого максимума на половине высоты составляет 10–12 Мэв и целиком обусловлена энергетическим разбросом частиц в падающем пучке и ошибками измерения энергии протонов. События, попадающие во второй максимум ($E_c = 190$ –195 Мэв), являются результатом захвата π^+ -мезонов парами нуклонов с s -оболочки или парами, состоящими из нуклона с s -оболочки и нуклона с p -оболочки. Искажения спектров из-за наличия энергетического порога регистрации протонов начинаются со значения суммарной энергии $E_c = 170$ Мэв. Поэтому измеренные распределения правильно передают картину взаимодействия только при $E_c \geq 170$ Мэв.

В табл. 1 приведены измеренные дифференциальные сечения захвата, отнесенные к первому и второму максимумам распределения событий по суммарной энергии.

Таблица 1.

№ ПП	Ядро ${}^6\text{Li}$		Ядро ${}^2\text{H}$		
	Набор углов	$\frac{d^2\sigma}{d\omega \cdot d\omega_2}$ (в ед. $10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}^2}$)		Угол θ	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ (в ед. $10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$)
		1-й макс	2-й макс		
1.	$\theta_1 = \theta_2 = 79^\circ 30'$	$2,10 \pm 0,21$	$2,39 \pm 0,21$	$78^\circ 55'$	$0,630 \pm 0,122$
2.	$\theta_1 = 53^\circ$ $\theta_2 = 108^\circ$	$3,31 \pm 0,30$	$4,00 \pm 0,35$	$51^\circ 20'$	$1,072 \pm 0,182$
3.	$\theta_1 = 58^\circ 30'$ $\theta_2 = 79^\circ 30'$	$1,56 \pm 0,21$	$1,98 \pm 0,25$		
4.	$\theta_1 = 79^\circ 30'$ $\theta_2 = 90^\circ 30'$	$1,42 \pm 0,22$	$2,44 \pm 0,32$		
5.	$\theta_1 = 57^\circ 30'$ $\theta_2 = 79^\circ 30'$	$0,58 \pm 0,10$	$1,39 \pm 0,14$		
6.	$\theta_1 = 79^\circ 30'$ $\theta_2 = 101^\circ 30'$	$0,60 \pm 0,10$	$1,56 \pm 0,18$		

Для всех шести наборов углов граница между первым и вторым максимумами проводилась посередине энергетического интервала шириной $\Delta E = 5$ Мэв с минимальным числом событий. Граница второго максимума со стороны низких энергий устанавливалась на расстоянии 37,5 Мэв от границы со стороны высоких энергий. В приведенных ошибках измерения сечений для второго максимума неопределенность, связанная с проведением границы со стороны низких энергий, не учтена. Все измеренные сечения не исправлены на влияние неупругого взаимодействия протонов в мишени и пластинах камер. Величина поправки для сечений, отнесенных к первому максимуму, вычисленная по полным сечениям неупругого взаимодействия протонов с литием и алюминием, составляет 20%.

Для сравнения в той же табл. 1 приведены дифференциальные сечения захвата π^+ -мезонов с энергией $E = 91$ Мэв дейтронами, измеренные в работе [2].

В табл. 2 представлены найденные значения средних энергий парных протонов, регистрируемых левой и правой камерами. Во второй половине таблицы приведены расчётные значения энергий протонов, испускаемых при захвате π -мезона с энергией $E = 85$ Мэв свободными дейтронами.

Таблица 2

Ядро ${}^6\text{Li}$			Ядро ${}^2\text{H}$	
Угол	Средняя энергия (Мэв)		Угол	Энергия (Мэв)
	1-й максимум	2-й максимум		
$\theta = 53^\circ$ (левая камера)	129	110	53°	130
$\theta = 79^\circ 30'$ (левая и правая камеры)	110	95	$79^\circ 30'$	111,1
$\theta = 108^\circ$ (правая камера)	92	80	108°	92,2

Для всех несимметричных наборов пар углов по мере убывания суммарной энергии от значения 170 Мэв различие между величинами средних энергий протонов, регистрируемых левой и правой камерами, сравнительно быстро стирается.

На рис. 3 представлена угловая корреляция испускания быстрых протонов, построенная по измеренным сечениям для первого максимума, когда одна из камер находилась на угле $\theta_1 = 79^\circ 30'$. Полученная угловая зависимость сечений в пределах ошибок симметрична относительно направления $\theta_1 = 79^\circ 30'$. На этой основе было выполнено интегрирование сечений

$\frac{d^2\sigma}{d\omega_1 d\omega_2}$ по углу ω_2 в пределах конуса с углом при вершине 68° . Результаты интегрирования приведены в табл. 3.

Таблица 3

Проинтегрированное сечение для	I-й максимум	2-й максимум
$\theta_1 = 79^\circ 30'$ (в ед. $10^{-28} \frac{\text{см}^2}{\text{степ}}$)	$8,10 \pm 0,80$	$16,90 \pm 1,10$

Так как конус с углом при вершине 68° не охватывает всей угловой области, в которую испускаются протоны, проинтегрированные сечения меньше соответствующих дифференциальных сечений $\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta = 79^\circ 30')$, причем отличие больше для сечений, отнесенных ко второму максимуму.

На рис. 4 показан энергетический спектр одиночных протонов, зарегистрированных левой камерой на угле $\theta_1 = 79^\circ 30'$, когда счётчики C_3 и C_4 были расположены в плече левой камеры. Пунктирная линия на этом рисунке соответствует регистрируемому левой камерой в том же положении спектру парных протонов, полученному в результате интегрирования измеренных спектров. Оба спектра приведены к одинаковому потоку π^+ -мезонов. Порог регистрации одиночных протонов составляет 62 Мэв. Тот факт, что спектр одиночных протонов простирается в сторону больших энергий дальше, чем спектр парных протонов, можно полностью объяснить наличием среди одиночных протонов, падающих на камеру, π^+ -мезонов, упруго и неупруго рассеянных в мишени. При построении спектра π^+ -мезоны

считались протонами и автоматически попадали поэтому в область более высоких энергий.

Обсуждение результатов

Рассмотрение таблиц 1 и 2 показывает, что отношение измеренных дифференциальных сечений для первого и второго наборов углов и значения средних энергий парных протонов, регистрируемых левой и правой камерами, в пределах ошибок совпадают с соответствующими характеристиками для процесса захвата π^+ -мезонов свободными дейтронами. Поэтому с точки зрения дальнейшей проверки того, как далеко продолжается совпадение между характеристиками рассматриваемых процессов, большой интерес представляет сопоставление абсолютных величин сечений. Для первого максимума распределения по суммарной энергии, который соответствует захвату π^+ -мезонов единственной $n\bar{p}$ -парой нуклонов, находящейся на p -оболочке ядра ${}^6\text{Li}$, такое сопоставление удастся провести корректно, без дополнительных предположений о количестве пар нуклонов, участвующих в процессе захвата.

Как видно из таблиц 2 и 3, даже не исправленное на неупругое взаимодействие протонов в камерах проинтегрированное сечение, отнесенное к первому максимуму, по всей вероятности, больше дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ ($\theta = 78^\circ 55'$) захвата пионов свободными дейтронами. С учётом неупругого взаимодействия отношение проинтегрированного сечения к сечению $\frac{d\sigma}{d\omega}$ для свободных дейтронов составляет $1,54 \pm 0,34$. Для того, чтобы сделать окончательное суждение о величине указанного отношения, в измеренное сечение необходимо ввести поправки на влияние внутриядерного движения и неупругое взаимодействие быстрых протонов, образовавшихся при захвате π^+ -мезона, с остаточным ядром ${}^4\text{He}$. Как показал расчёт, выполненный по методу Монте-Карло, внутриядерное движение за счёт сглаживания углового распределения протонов приводит к возрастанию измеряемого на опыте сечения захвата $n\bar{p}$ -парами ядерных нуклонов при $\theta_1 = 79^\circ 30'$ по сравнению с соответствующим сечением для свободных дейтронов на 5–10%, т.е. на сравнительно небольшую величину. Влияние неупругого взаимодействия протонов более существенно и приводит к уменьшению измеряемого на опыте сечения захвата.

Оценки величины вероятности^{x/} выхода из ядра углерода двух быстрых протонов от захвата π -мезона без последующих соударений с ядерными нуклонами, выполненные в предположении равномерного распределения ядерной плотности, дали значение около 30%. Очевидно, для более легкого, чем углерод, ядра ${}^6\text{Li}$ величина этой вероятности больше 30%, но еще заметно меньше единицы. В пользу такого заключения можно привести следующие данные, полученные в нашем опыте.

Из целого цикла работ^{x/} известно, что основным механизмом ядерного поглощения π -мезонов является двухнуклонный механизм. В наших результатах это обстоятельство находит свое отражение в том, что энергетические спектры быстрых одиночных и парных протонов близки между собой. Однако выход быстрых одиночных протонов более чем в два раза превышает выход парных протонов. Очевидно, что наблюдаемая разница выходов объясняется тем, что при регистрации парных протонов на совпадения "теряются" те акты захвата, когда один или оба парных протона при неупругом рассеянии протонов на ядре ${}^4\text{He}$ сбрасывают энергию и изменяют направление вылета. Из найденного соотношения выходов парных и одиночных протонов следует, что доля "теряемых" актов захвата сравнима с долей регистрируемых. Такой же вывод получается при сопоставлении измеренных дифференциальных сечений с полным сечением неупругого взаимодействия π^+ -мезонов с ядрами ${}^6\text{Li}$, которое при энергии $E = 85$ Мэв составляет 240 миллибарн. Поэтому после введения рассмотренных выше поправок величина отношения сечений может только существенно увеличиться. Этот факт означает, что сечение захвата π^+ -мезона парой нуклонов, находящейся на p -оболочке ядра ${}^6\text{Li}$, больше сечения захвата π^+ -мезонов свободными дейтронами.

Здесь необходимо отметить, что полученный результат не является неожиданным, так как ранее многие авторы^{/5,6,11,12/} при интерпретации экспериментальных данных по полным сечениям поглощения заряженных π -мезонов ядрами на основе двухнуклонного механизма приходили всегда к такому же заключению.

x/ См. работы /3,4/.

xx/ См., например, работы /3-10/.

В этой связи представляют большой интерес данные работы /13/, в которой были измерены сечения прямого выбивания дейтронов из ядра ${}^6\text{Li}$ протонами с энергией $E = 155$ Мэв при условии образования остаточного ядра ${}^4\text{He}$ в основном состоянии



Авторы указанной работы для величины вероятности существования квазидейтрона на p -оболочке ядра ${}^6\text{Li}$ с учетом поправки κ) на взаимодействие быстрых протонов и дейтронов с остаточным ядром ${}^4\text{He}$ получили значение $\approx 0,50$.

В нашем случае для величины этой же вероятности получается значение, превышающее единицу.

По-видимому, различие между двумя оценками вероятности слишком велико, чтобы пытаться отнести его за счёт экспериментальных ошибок и ошибки введения поправки на ядерное поглощение. Поэтому очень вероятно, что процесс захвата π -мезонов ядерными квазидейтронами характерен тем, что его сечение заметно превосходит соответствующее сечение для свободных дейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность механику Г.Ф. Исаеву за обслуживание экспериментальной установки и лаборанткам Л.М. Дорошенко и Е.Е. Фадеевой за обработку камерных снимков.

x/ Величина поправки в работе не приведена.

Л и т е р а т у р а

1. G. Sharpak, G. Gregorie, L. Massonnet, J. Saudinos, J. Favier, M. Gusakow and M. Jean. Phys.Letters., 16, 54 (1965);
J. Favier, T. Bressani, G. Sharpak, L. Massonnet, W.E. Mayerhof and C. Zupancic. Phys.Letters, 25B, 409 (1967);
T. Bressani, G. Sharpak, J. Favier, L. Massonnet, W.E. Mayerhof and C. Zupancic. Nucl. Phys., B9, 429 (1969).
2. H.L. Stadler. Phys.Rev., 96, 496 (1954).
3. В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, М.С. Козодаев, В.Т. Осипенков, Н.И. Петров, В.А. Русаков. ЖЭТФ, 31, 923 (1956);
Н.И. Петров, В.Г. Иванов, В.А. Русаков. ЖЭТФ, 37, 957 (1959).
4. Р.Г. Салуквадзе, Д. Нягу. ЖЭТФ, 41, 78 (1961).
5. H. Byfield, J. Kessler, L.M. Lederman. Phys.Rev., 86, 17 (1952).
6. F.N. Tenney, J. Tinlot. Phys.Rev., 92, 974 (1953).
7. М.С. Козодаев, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, Ю.А. Щербаков. ЖЭТФ, 38, 409 (1960).
8. М.П. Баландин, И.О. Иванов, В.А. Моисеенко, П.А. Соколов. ЖЭТФ, 46, 415 (1964).
9. В.Ф. Космач, А.А. Котов, В.И. Остроумов. ЯФ, 8, 32 (1968).
10. А.О. Вайсенберг, Н.В. Рабин, В.Ф. Кузичев. ЯФ, 11, 48 (1970).
11. G. Bernardini, F. Levi. Phys.Rev., 84, 610 (1951).
12. R.H. Miller. Nuovo Cim., 6, 882 (1957).
13. C. Ruhl, M. Riou, J.P. Carron, J.C. Jacmart, L. Massonnet. Physics Letters, 2, 44 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 мая 1971 года.

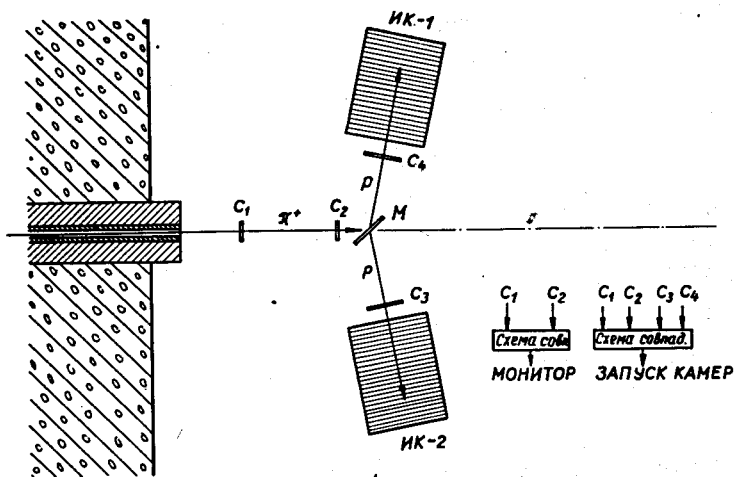


Рис. 1. СХЕМА ОПЫТА.

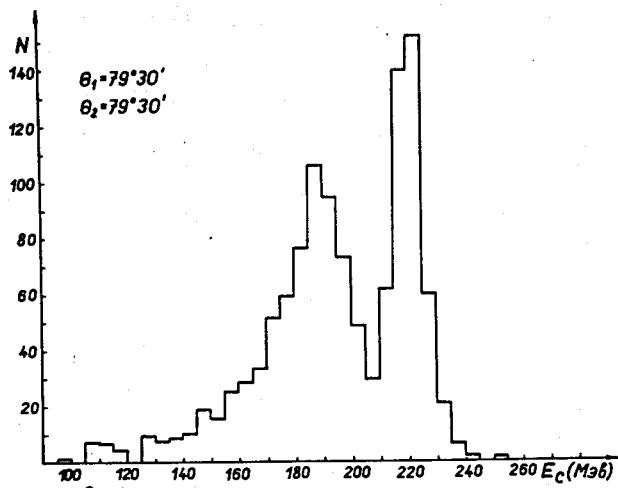


Рис. 2а. Распределение событий по суммарной энергии протонов.

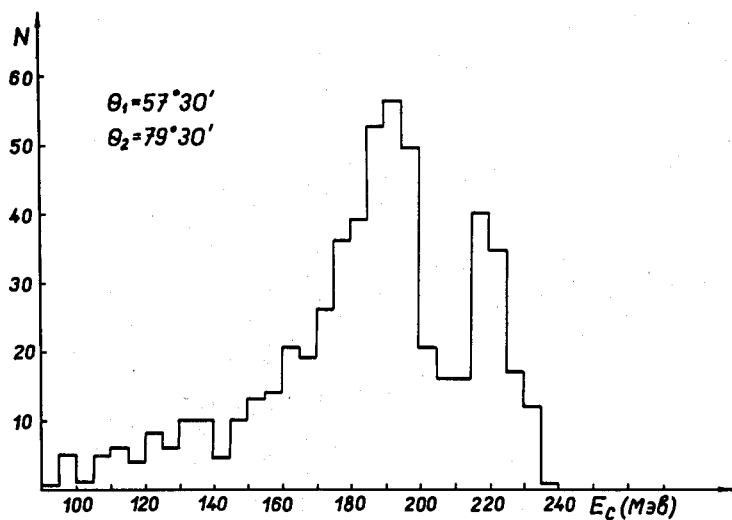


Рис.2.5. Распределение событий по суммарной энергии протонов.

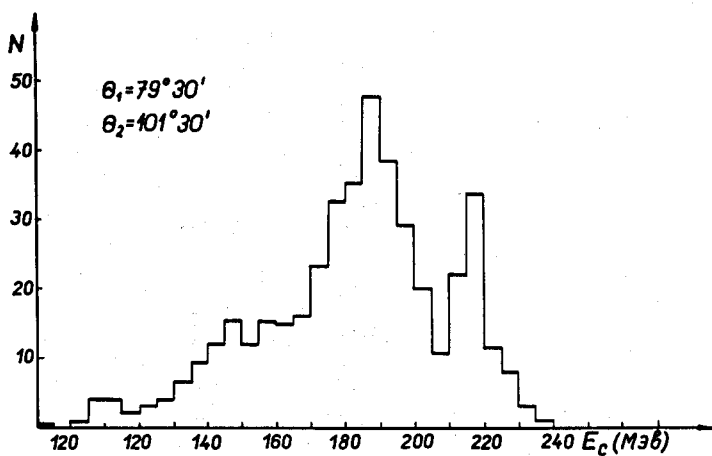


Рис.2.6. Распределение событий по суммарной энергии протонов.

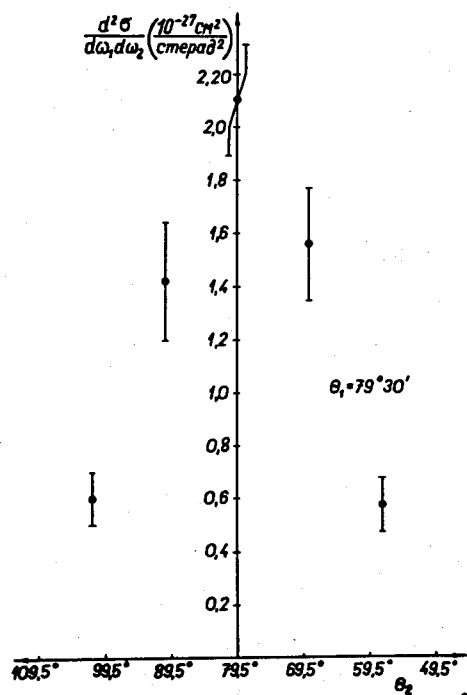


Рис. 3. Числовая корреляция испускания протонов.