

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P15 - 11215

SU 79 05 352 *A34, A33*

М.П. Баландин, В.М. Гребенюк, В.Г. Зинов,
Т. Козловская, А.Д. Конин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ
И АСИММЕТРИЯ ВЫЛЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ЗАХВАТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ ЯДРАМИ

1978

F15 - 11215

М.П.Баландин, В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов,
Т.Козловски*, А.Д.Конин

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ
И АСИММЕТРИЯ ВЫЛЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ЗАХВАТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ ЯДРАМИ**

Направлено в ЯФ

* Институт ядерных исследований, Свερк, ПНР.

Баладин М.П. и др.

P15 - 11215

Энергетические спектры и асимметрия вылета заряженных частиц при захвате отрицательных мюонов ядрами

Измерены энергетические спектры разделенных по массам однозарядных частиц при захвате отрицательных мюонов ядрами углерода, кислорода, магния и серы. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами, основанными на предположении предравновесного распада коллективных состояний, описываемых гидродинамической моделью. Асимметрия вылета заряженных частиц измерена в сере и магнии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Balandin M.P. et al.

P15 - 11215

Energy Spectra and Asymmetry of Charged Particle Emitted at the Capture of Negative Muons by Nuclei

Energy spectra of separated by mass single-charged particles at the capture of negative muons by nitrogen, oxygen, magnesium and sulphur nuclei have been measured. The experimental results are compared with the theoretical calculations at the assumption of preequilibrium decay of collective states described by the hydrodynamical model. The asymmetry of charged particle emission has been measured in sulphur and magnesium.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Проведенные ранее эксперименты по измерению энергетических спектров заряженных частиц при захвате мюонов ядрами ^{/1/} имели своей основной целью оценку уровня эффекта. К настоящему времени у нас появилась возможность заняться изучением более тонких эффектов мю-захвата: измерением асимметрии вылета заряженных частиц. Это достигнуто, в основном, за счет увеличения светосилы установки в целом и расширения возможностей электронной аппаратуры. Мы сохраняли возможность измерения энергетических спектров заряженных частиц и разделения их по массам. Исследование особенностей вылета заряженных частиц представляет большой интерес, так как процесс не может быть прямо связан с элементарным актом захвата мюона протоном. Детально эти вопросы обсуждаются в работе ^{/2/}.

В настоящее время известно, что доминирующую роль в ядерном захвате мюонов играет возбуждение коллективных состояний типа гигантского резонанса. Входные состояния типа одна частица - одна дырка ($1p-1h$) должны быстро распадаться в более сложные конфигурации, из которых и становится возможным испускание различных частиц еще до установления в ядре термодинамического равновесия /компаунд-ядра/. Это так называемый распад из предравновесного состояния.

Подобный механизм предложен в работе ^{/3/}. В ней показано, что если ввести такое распределение состояний возбуждения промежуточного ядра после испускания нейтрино, которое дает согласующиеся с экспериментом

спектры нейтронов, то и расчетные спектры протонов, испускаемых преимущественно из $2p-2h$ состояний, будут согласовываться с экспериментальными результатами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И ЭЛЕКТРОНИКА

Установка содержит следующие основные элементы /см. рис. 1/. Сцинтилляционные счетчики 1;2 размерами $14 \times 14 \times 1 \text{ см}^3$ и $12 \times 12 \times 1 \text{ см}^3$ соответственно необходимы для контроля интенсивности входящего пучка частиц. В работе использовались отрицательные мюоны с импульсом 130 МэВ/с на выходе мюонного тракта. Интенсивность полезной части растянутого по времени пучка составляла 18×10^3 мюонов/с со свинцовым коллиматором 10 диаметром 10 см. Дополнительное формирование пучка осуществлялось латунным коллиматором 11. Мюоны останавливались в мишени М после торможения в масле 12 и полиэтиленовом 13 фильтрах. Тонкие пропорциональные камеры 3 и 4 размерами $\phi 10 \times 1 \text{ см}$ и $\phi 14 \times 1 \text{ см}$ соответственно позволяли надежно выделять

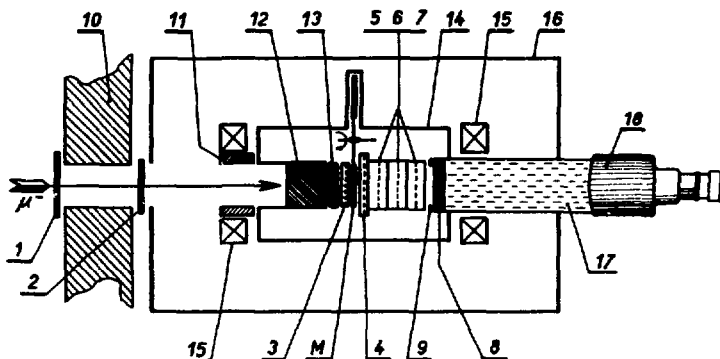


Рис. 1. Блок-схема установки.

акты остановок мюонов в мишени. Энергия вылетающих заряженных частиц измерялась с помощью спектрометра на основе кристалла CsI(Tl) размером $\phi 12 \times 2,4$ см. Медное кольцо 9 перед кристаллом задавало апертуру спектрометра при регистрации тяжелых заряженных частиц (p, d, t). Одновременное с энергией измерение ионизационных потерь частиц с помощью блока пропорциональных камер 5, 6, 7 позволяло разделять их по массам. Размеры камер - $\phi 11 \times 4,8$ см, рабочий газ - чистый метан при нормальных условиях.

Измерение асимметрии вылета частиц велось методом прецессии спина мюона в магнитном поле. Катушки Гельмгольца 15 в сочетании с магнитным экраном 16 формировали магнитное поле величиной 116 Э с однородностью не хуже 2% во всем объеме мишени. Период прецессии спина мюона в таком поле равен 640 нс.

Плексигласовый световод 17 длиной 34 см выводит фотоумножитель 18 из области сильного магнитного поля.

Упрощенная блок-схема электроники приведена на рис. 2. Остановки мюонов выделялись совпадениями С1 и С2. Рабочей остановкой считалось такое событие, когда мюон останавливался в мишени /совпадения 1234/, а в течение заданного промежутка времени /3 мкс/ не было влета другого мюона. Вылет заряженных частиц /p, d, t и e/ выделялся совпадениями С3 и С4. Время их вылета измерялось преобразователем время-код (Т-К). Он же вырабатывал импульс ворот длительностью 5 мкс, в течение которого велась регистрация полезных событий. Блоки кабельных линий задержки /3/ сдвигали положение нуля временной шкалы анализируемых событий на 1 мкс.

При каждом пуске /импульс с блока С4 / установки многомерного анализа с помощью 8-битных преобразователей аналог-код измерялись ионизационные потери частиц в пропорциональных камерах 5-7 / $\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3$ /, их энерговыделение в спектрометре 8 (E) и время вылета (T).

Связь установки многомерного анализа на линии с ЭВМ обеспечивала накопление данных, их оперативный контроль и последующую обработку.

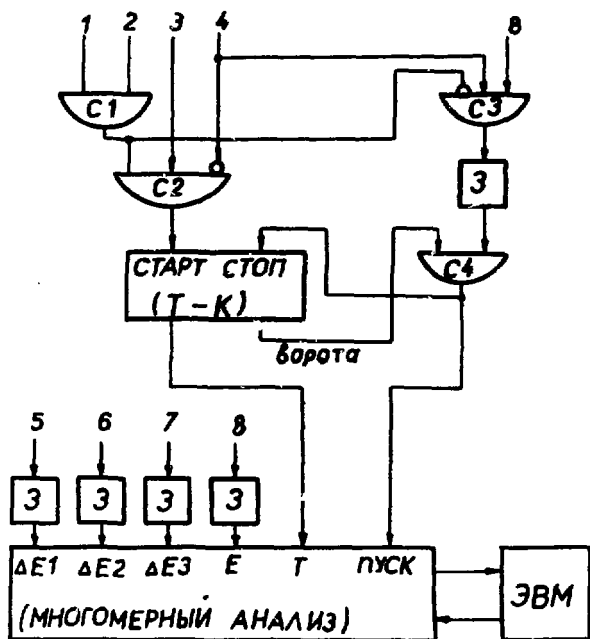


Рис. 2. Упрощенная блок-схема электроники.

Подробное описание особенностей конструкции отдельных элементов установки содержится в работе ^{4/}.

КАЛИБРОВКА АППАРАТУРЫ

Абсолютная калибровка шкалы каналов измерения ионизационных потерь частиц проводилась простым и надежным способом. В рабочий газ камер добавлялся ³He в количестве 0,1% по объему. При работающем ускорителе на тепловых нейтронах идет реакция ³He (n,p)T с энергвыделением 764 кэВ. Пик от этой реакции

был хорошо виден и служил нам реперной точкой. В реальных условиях его ширина на полувысоте составляла 5%.

Сложнее обстояло дело с калибровкой спектрометра CsI. Она проводилась в специальном сеансе на пучке протонов с энергией ~ 50 МэВ, полученных на мю-тракте от рабочей мезонной мишени. Воспользовавшись формулой ионизационных потерь в нерелятивистском приближении $\Delta E \sim \ln E/E$, мы смогли однозначно связать между собой калибровку шкал обеих величин - ΔE и E . В рабочих сеансах шкалу ΔE мы контролировали по пучку реакции нейтронов на ${}^3\text{He}$, а шкалу E пересчитывали. Неоднократная проверка показала, что ошибка определения энергий при этом не превышает 5%.

Калибровка канала измерения времени сводилась к однократному измерению частоты кварцевого генератора преобразователя Т-К.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Измерения энергетических спектров заряженных частиц проведены для 4 ядер: углерода, кислорода, магния и серы. Во всех случаях толщина использовавшихся мишеней бралась около $0,6$ г/см². Для серы проведены дополнительные измерения с мишенью толщиной $0,2$ г/см². Измерения в кислороде выполнены с мишенью B_2O_3 .

Восстановление истинных энергетических спектров заряженных частиц проводилось в несколько этапов. Сначала частицы сортировались по массам. Затем с учетом количества вещества между мишенью и спектрометром CsI /газ, фольги, нити/ для каждого события вычислялась та энергия, с которой частица вылетала с поверхности мишени. Полученные при этом энергетические спектры необходимо было исправить с учетом эффектов, связанных с относительно большой толщиной мишеней.

Экспериментально измеренный спектр $M(E_d)$ с поверхности мишени толщиной h связан с истинным спектром $N(E_i)$ матричным уравнением:

$$M(E_d)\Delta = \sum_{E_i = E_d}^{E_d^{\max}} G(E_d, E_i)N(E_i)\Delta, \quad /1/$$

где Δ - ширина энергетического канала, E_d - усредненная по интервалу Δ энергия частиц на поверхности мишени, E_i - истинная энергия частиц, усредненная по интервалу Δ , E_d^{\max} - максимально возможная энергия частицы внутри мишени для данного E_d , $G(E_d, E_i)$ - вероятность попадания частицы с энергией в интервале $(E_i \pm 0,5\Delta)$ в интервал $(E_d \pm 0,5\Delta)$.

$$G(E_d, E_i) = \frac{1}{h} \int_{E_d - 0,5\Delta}^{E_d + 0,5\Delta} \frac{dE}{dE/dx} \int_{E_i - 0,5\Delta}^{E_i + 0,5\Delta} \theta(k-E) \cdot \theta(\epsilon - k) dk, \quad /2/$$

где $\theta(x) = \begin{cases} 1; x \geq 0 \\ 0; x < 0 \end{cases}$, $R(E)$ - пробег частицы с энергией E ,

dE/dx - ионизационные потери, ϵ - энергия частицы с пробегом $R(E)+h$.

Уравнение /1/ решалось обращением матрицы G , элементы которой заданы формулой /2/. При этом для уменьшения ошибок, связанных с обработкой, вводилось линейное сглаживание спектра $M(E_d)$ для недиагональных членов.

Описанная выше методика восстановления энергетических спектров была проверена на примере обработки экспериментальных результатов, полученных с мишенями из серы разной толщины: $0,6 \text{ г/см}^2$ и $0,2 \text{ г/см}^2$. В обоих случаях спектры всех частиц в пределах ошибок совпали между собой.

В табл. 1-3 собраны конечные результаты обработки экспериментальных спектров. Дополнительно в них учтены конечный телесный угол спектрометра, нормировка на истинное число остановок мюонов в мишени, поправка

Таблица I

Энергетические спектры протонов (число частиц/акт захвата $\times 1\text{MeV}$) $\times 10^4$

мишень E(MeV)	C	O	Mg	S
9				48,4 \pm 1,0
12	16,7 \pm 4,0	14,7 \pm 2,3	21,1 \pm 2,0	23,1 \pm 0,8
15	9,7 \pm 1,9	4,6 \pm 1,8	10,5 \pm 1,4	21,1 \pm 0,5
18	4,4 \pm 1,3	6,0 \pm 1,4	7,4 \pm 1,0	10,3 \pm 0,3
21	3,2 \pm 0,9	3,2 \pm 1,0	4,5 \pm 0,8	6,5 \pm 0,2
24	2,5 \pm 0,7	3,3 \pm 0,7	3,5 \pm 0,5	4,0 \pm 0,2
27	0,8 \pm 0,6	0,8 \pm 0,6	1,8 \pm 0,4	2,6 \pm 0,2
30	1,1 \pm 0,6	0,9 \pm 0,4	1,0 \pm 0,3	1,7 \pm 0,1
33	0,7 \pm 0,4	1,1 \pm 0,3	0,8 \pm 0,2	1,1 \pm 0,1
36	1,0 \pm 0,4	0,2 \pm 0,2	0,2 \pm 0,2	0,74 \pm 0,06
39	0,6 \pm 0,4	0,1 \pm 0,1	0,4 \pm 0,1	0,55 \pm 0,05
42	0,3 \pm 0,3	0,1 \pm 0,1	0,13 \pm 0,12	0,31 \pm 0,03
45			0,19 \pm 0,08	0,17 \pm 0,02
48			0,10 \pm 0,08	0,07 \pm 0,02
51			0,10 \pm 0,05	0,06 \pm 0,02
54			0,04 \pm 0,04	0,05 \pm 0,01
57				0,02 \pm 0,01
60				0,01 \pm 0,01

на конечное время регистрации событий и ширину кривой антисовпадений при выделении остановок /1234/ относительно времени жизни мюона в мишени. Для кислорода учтена вероятность атомного захвата им мюона в мишени из окиси бора.

Таблица 2

Электрические спектры дейтронов (число частиц/эвт $\times 1$ МэВ) $\times 10^4$

мишень E(МэВ)	C	O	Mg	S
12	3,7 \pm 2,7	3,1 \pm 3,2	7,6 \pm 1,9	7,8 \pm 0,6
15	6,4 \pm 1,8	4,4 \pm 2,4	7,6 \pm 1,3	6,9 \pm 0,5
18	5,2 \pm 1,3	7,6 \pm 2,0	1,6 \pm 1,0	4,6 \pm 0,4
21	3,5 \pm 0,8	3,3 \pm 1,3	2,6 \pm 0,7	4,0 \pm 0,3
24	2,4 \pm 0,7	1,8 \pm 0,9	0,8 \pm 0,6	1,6 \pm 0,2
27	0,4 \pm 0,6	1,6 \pm 0,6	1,4 \pm 0,4	1,8 \pm 0,2
30	1,5 \pm 0,5	0,6 \pm 0,4	0,7 \pm 0,3	0,7 \pm 0,1
33	0,3 \pm 0,4	0,3 \pm 0,3	0,5 \pm 0,2	0,8 \pm 0,1
36	0,4 \pm 0,3	0,2 \pm 0,3	0,2 \pm 0,1	0,40 \pm 0,07
39	0,4 \pm 0,2	0,2 \pm 0,1	0,1 \pm 0,1	0,33 \pm 0,04
42				0,11 \pm 0,03
45				0,07 \pm 0,03
48				0,07 \pm 0,02
51				0,06 \pm 0,02
54				0,02 \pm 0,01

АСИММЕТРИЯ ВЫЛЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Коэффициент асимметрии тяжелых заряженных частиц определялся из их временных спектров, которые аппроксимировались функцией

$$F(t) = N(1 + a \cos(\omega t + \phi)) \exp(-\lambda t) + M.$$

/3/

Энергетические спектры тритонов (число частиц/акт захвата $\times 1 \text{ МэВ}$) $\times 10^4$

Э(МэВ) \ элемент	C	O	Mg	S
12	$3,4 \pm 1,6$	$4,0 \pm 2,8$	$4,2 \pm 1,5$	$1,4 \pm 0,3$
15	$1,8 \pm 1,2$	$5,3 \pm 1,7$	$2,9 \pm 1,0$	$0,6 \pm 0,3$
18	$1,4 \pm 1,0$	$2,2 \pm 1,4$	$1,5 \pm 0,6$	$1,2 \pm 0,2$
21	$2,2 \pm 0,8$	$1,5 \pm 0,8$	$0,5 \pm 0,4$	$0,52 \pm 0,15$
24	$1,0 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,5$	$0,2 \pm 0,4$	$0,48 \pm 0,10$
27	$0,3 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,3$	$0,19 \pm 0,07$
30	$0,4 \pm 0,3$	$0,1 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$	$0,14 \pm 0,05$
33	$0,4 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,3$	$0,0 \pm 0,1$	$0,06 \pm 0,04$
36				$0,05 \pm 0,04$
39				$0,01 \pm 0,04$
42				$0,02 \pm 0,04$
45				$0,01 \pm 0,02$

Здесь N , M , a /коэффициент асимметрии вылета тяжелых заряженных частиц - a_3 / - свободные параметры, определяемые с помощью фит-программы. Величины ω , ϕ и λ фиксировались. Для магния они определялись путем фитирования электронного временного спектра, который аппроксимировался той же формулой /3/, но в качестве свободных параметров служили все шесть входящих в нее величин: N , λ , ω , ϕ , M , a /коэффициент асимметрии вылета электронов - a_e /.

Коэффициент асимметрии тяжелых заряженных частиц, приведенный к 100%-ной поляризации мюонов, определялся по формуле $a_3 = a/P$, где P - поляризация мюонов в момент захвата. Величина P связана простым соотношением с коэффициентом асимметрии электронов при распаде остановившихся в мишени мюонов $P = -3a_e$.

Для серы временной спектр электронов содержал заметный вклад от распада мюонов, остановившихся в рабочем газе и стенках камер 3, 4 /фактически в углероде/. Поэтому аппроксимировать его мы должны были более сложным выражением:

$$F(t) = N_s (1 + a_e \cos(\omega t + \phi)) \exp(-\lambda_s t) + N_c \exp(-\lambda_c t) + M.$$

/4/

Чтобы не увеличивать ошибки, в качестве свободных параметров, определяемых с помощью фит-программы, варьировались только значения N_s , a_e , N_c , M . Величины λ_s , λ_c брались из таблиц, а ω , ϕ - из результатов обработки по формуле /3/ электронных спектров, полученных в экспозиции с мишенью из углерода.

В табл. 4,5 приводятся конечные результаты обработки экспериментальных временных спектров.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

При расчетах абсолютных выходов заряженных частиц от захвата мюонов ядрами предполагалось, что идет возбуждение аналогов мультипольных гигантских резонансов. По гидродинамической модели /5/ вероятность возбуждения l -ой гармоникки резонанса с мультипольностью l пропорциональна /6/:

$$|M_{ln}|^2 \sim (2l+1)E \cdot \nu \left(\int_0^R j_l(\nu \cdot r) j_l(k_{nl} \cdot r) r^2 dr \right)^2 / \left(\int_0^R j_l(k_{nl} \cdot r) r^2 dr \right)^2$$

/5/

где R - радиус ядра, ν - энергия нейтрино, E - энергия возбуждения промежуточного ядра, k_{nl} - волновое число резонанса.

Форма резонанса описывается формулой Брейта-Рунера. Ширина резонанса определяется скоростью перехода $i p 1 h \rightarrow 2 p 2 h$.

Таблица 4

Асимметрия вылета электронов α_e

Мишень	C	S	Mg
$\alpha_e \cdot 10^2$	$-(4,36 \pm 0,17)$	$-(2,55 \pm 0,21)$	$-(3,45 \pm 0,25)$

Таблица 5

Асимметрия вылета протонов α_p и дейтонов α_d ,
приведенная к 100% поляризации мюонов

Мишень	Нижний порог энергии частиц (МэВ)	α_p	α_d
с е р а	10	$0,13 \pm 0,22$	
	15		$-0,41 \pm 0,30$
	20	$0,01 \pm 0,29$	
магний	10	$0,16 \pm 0,32$	
	15		$-0,23 \pm 0,57$

Таблица 6

Асимметрия вылета протонов в сере α_p (расчет)

Энергия порога регистрации (МэВ)	10	20	30
α_p	0,015	0,16	0,19

Абсолютные спектры испускаемых частиц рассчитывались по гибридной модели [7], а распад компаунд-ядра — по статистической модели.

Как видно из рис. 3-6, теоретические кривые правильно описывают экспоненциальный характер спектров, но полученные выходы в 2-3 раза меньше экспериментальных результатов. К сожалению, это обычная вещь при расчетах спектров и выходов для распада из предравновесного состояния и компаунд-ядра.

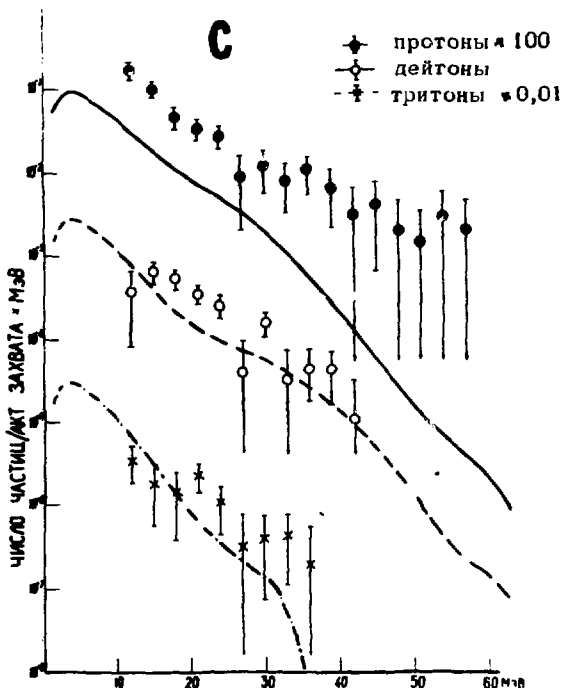


Рис. 3. Энергетические спектры протонов, дейтронов и тритонов при захвате мюонов углеродом. Все кривые — расчет.

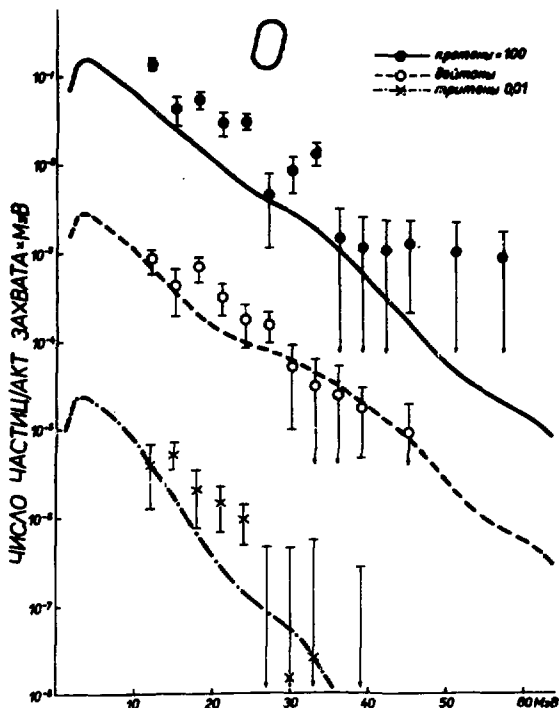


Рис. 4. Энергетические спектры протонов, дейтонов и тритонов при захвате мюонов кислородом. Все кривые - расчет.

Расчеты удовлетворительно отражают общие закономерности выходов заряженных частиц от заряда ядра - /рис.7-9/. Здесь плавные кривые объединяют для наглядности соответствующие экспериментальные /с ошибками/ и расчетные точки. Для протонов физическая природа максимума состоит в том, что энергия связи нуклона в ядре падает с ростом Z , а кулоновский барьер возрастает. При оценке величины асимметрии вылета протонов предполагалось, что возникающая в элементарном акте

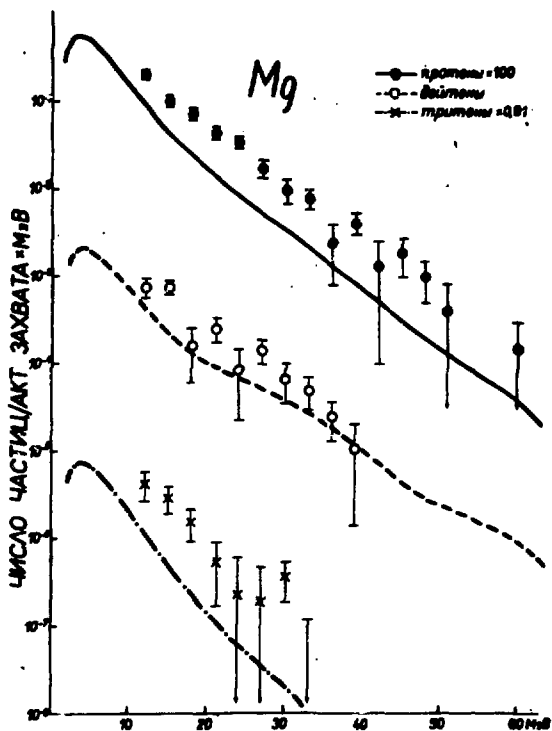


Рис. 5. Энергетические спектры протонов, дейтронов и тритонов при захвате мюонов магнием. Все кривые - расчеты.

асимметрия передается в более сложные состояния типа (pp-nh) в результате соударения нуклона с нуклоном. Сечение процесса изотропно в системе центра масс^{8/}. Согласно этому подходу, асимметрия протонов должна быть такого же знака, как и асимметрия нейтронов. Взяв за основу результаты измерения асимметрии нейтронов на сере из работы^{9/}, получим значения коэффициентов асимметрии протонов, которые как-будто не

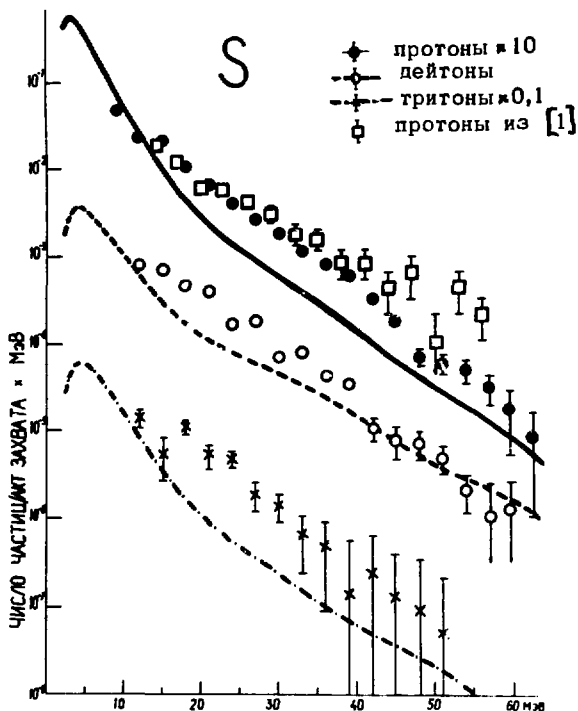


Рис. 6. Энергетические спектры протонов, дейтонов и тритонов при захвате мюонов серой. Все кривые - расчет.

противоречат эксперименту /см. табл. 6/. В работе^{/10/} вылет протонов из кислорода рассчитывался в рамках прямого механизма захвата мюонов на подсистеме /A-1, Z-1/. Исследовался канал $\mu^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{C} + p + \nu$. Асимметрия углового распределения протонов оказалась отрицательной /противоположной по знаку асимметрии вылета быстрых нейтронов/.

Таким образом, дальнейшие исследования асимметрии вылета заряженных частиц при захвате мюонов ядрами реальны и актуальны в настоящее время.

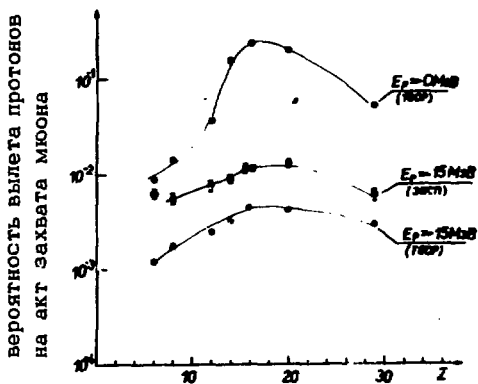


Рис. 7. Зависимость интегральной вероятности вылета протонов от заряда ядра. Экспериментальные результаты: ■ - настоящая работа, □ - работа /1/. Расчетные точки: ●, ○.

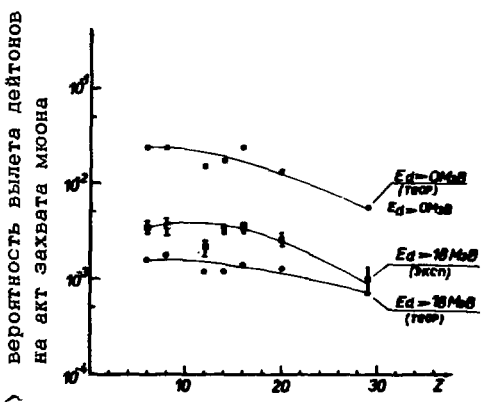


Рис. 8. Зависимость интегральной вероятности вылета дейтронов от заряда ядра. Обозначения, как на рис. 7.

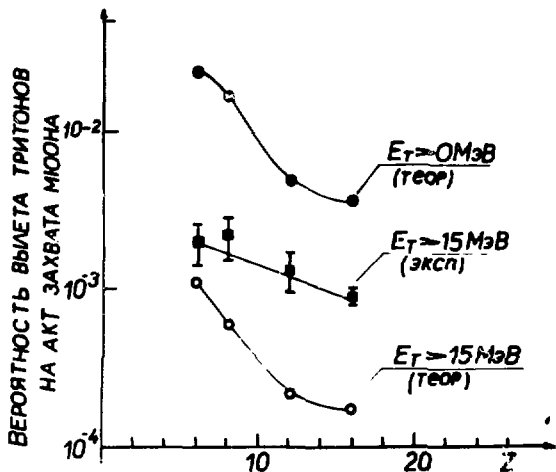


Рис. 9. Зависимость интегральной вероятности вылета тритонов от заряда ядра. Обозначения, как на рис. 7.

В заключение авторы благодарят О.Н.Казаченко за помощь при проведении сеансов на ускорителе, А.Зглинского - за помощь при проведении теоретических расчетов, Р.А.Эрамжяна - за ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будяшов Ю.Т. и др. ЖЭТФ, 1971, 60, 19.
2. Бамусов Ю.А., Эрамжян Р.А. ЭЧАЯ, 1977, 8, 229.
3. Kozłowski T., Zgliński A. Phys.Lett., 1974, 50B, 222; Nukleonika, 1974, 19, 72.
4. Баландин М.П. и др. ОИЯИ, P13-10874, Дубна, 1977.

5. Steinwedel H. e. a. *Z. Naturforsch.*, 1959, 5, 413;
Bohr A., Mottelson B. *Nuclear Structure*, v.2, Ch. 6,
W.A.Benjamin, 1975.
6. Kozlowski T., Zglinski A. *International Symposium
on Highly Excited States in Nuclei*, Julich, Sept.1975,
p. 15.
7. Blann M. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A186, 245.
8. Mantzouranis G. *Phys.Lett.*, 1976, 63B, 25.
9. Sandelin R.M. e.a. *Phys.Rev.*, 1973, C7, 1037.
10. Догомарь Г.Е. и др. *ОИЯИ*, P2-9753, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1977 года.



Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 24326. Тираж 450. Уч.-изд. листов 1,05.
Редактор Б.Б.Колесова.
Корректор Т.Е.Жильцова.

Подписано к печати 27.1.78 г.