

29/x1-717.

B-655

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4063/2-71

P1 - 6051



И. Войтовска, В.С. Евсеев, Т. Козловски,
В.С. Роганов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ
ИЗ РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
ЯДРАМИ КИСЛОРОДА, КАЛЬЦИЯ И СВИНЦА

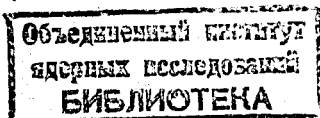
1971

P1 - 6051

И. Войтковска¹, В.С. Евсеев, Т. Козловски¹,
В.С. Роганов

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ
ИЗ РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
ЯДРАМИ КИСЛОРОДА, КАЛЬЦИЯ И СВИНЦА

Направлено в ЯФ



¹ Институт ядерных исследований, Свєрк (ПНР)

Введение

Целью большого количества экспериментальных работ в области ядерного мю-захвата в течение длительного времени было определение вариантов слабого взаимодействия для этого процесса. Однако попытки получить на основе результатов этих экспериментов количественную информацию о константах слабого взаимодействия не всегда оказывались успешными ввиду недостаточной изученности физики ядерного мю-захвата.

Несколько лет назад была предложена гипотеза /1-3/, согласно которой основную роль в процессе ядерного мю-захвата играет возбуждение квазисвязанных состояний промежуточного ядра, являющихся изотопическими аналогами состояний гигантского резонанса ядра-мишени. То обстоятельство, что рассчитанные по этой модели значения полных вероятностей или некоторых переходов при мю-захвате находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, является косвенным доказательством ее пригодности для количественного описания обсуждаемой ядерной реакции /4,5/.

В /1/ была также высказана гипотеза о способах распада квазисвязанных состояний промежуточного ядра. Согласно этой гипотезе энер-

гия таких состояний может (по крайней мере, для случая легких ядер) сконцентрироваться на одном нуклоне, чаще всего на нейтроне. Рассчитанные в рамках такого подхода энергетические спектры нейтронов имеют характерную линейчатую форму, где каждая линия соответствует переходу между одним из квазисвязанных состояний промежуточного ядра и одним из состояний конечного ядра, образующегося в результате вылета нейтрона.

При исследовании энергетических спектров нейтронов в работах, выполненных до 1969 года /6,7,8/, предсказываемая теорией структура спектров обнаружена не была. Это могло быть связано с недостаточно хорошим энергетическим разрешением используемых в этих работах спектрометров нейтронов.

Целью настоящей работы явилось экспериментальное исследование нейтронных спектров в интервале энергии (2+13) Мэв из реакции ядерного мю-захвата в кислороде, сере, кальции и свинце с помощью спектрометра /9/, имеющего более высокое энергетическое разрешение. Предварительные результаты опубликованы в /10,11/.

Методика

Работа выполнена на чистом мюонном пучке /12/ с импульсом 158 Мэв/с, полученном с помощью мезонного канала синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Расположение аппаратуры показано на рис.1. Мюоны проходят через мониторные счетчики 1 и 2 ($100 \times 100 \times 10$ мм³), тормозятся в графитовом поглотителе и, проходя счетчик 3 ($80 \times 80 \times 2$ мм³), останавливаются в мишени; остановки выделяются с помощью счетчика антисовпадений 4 высотой 120 мм по счёту 1234̄.

Мишени из дистиллированной воды в тонком контейнере из пенополистирола, плавленной серы, металлического кальция и металлического свинца имели площадь 100×100 мм² и толщину в направлении нейтронного спектрометра, соответственно, 2,4,4 и 6 г/см². Первые три мишени

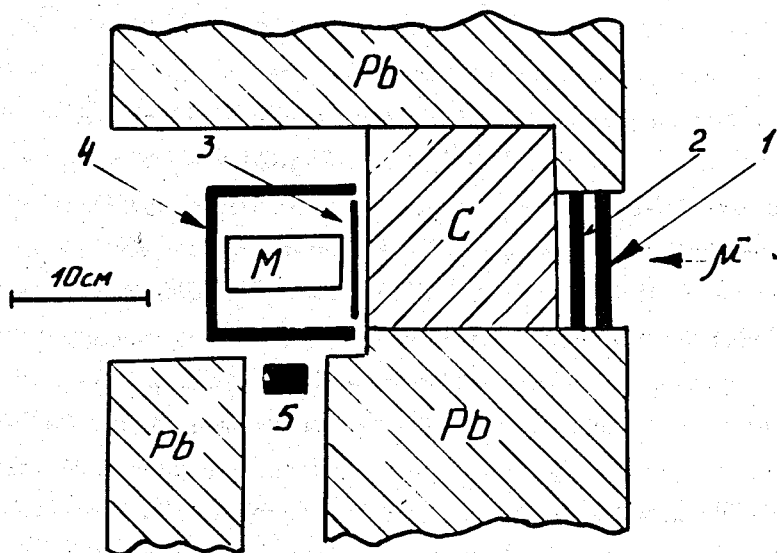


Рис. 1. Расположение аппаратуры на мезонном пучке.

располагались так, как указано на рис.1, мишень из свинца располагалась под 45° к оси пучка.

В качестве детектора нейтронов применялся кристалл стильбена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм с фотоумножителем 56 AVP /9/. Для разделения нейтронов и гамма-квантов использовался метод дискриминации по форме импульса /9,13/.

Логика блок-схемы электронной аппаратуры была такова, что нейтроны из кислорода, серы, кальция и свинца регистрировались в течение, соответственно, 2,1,1 и 0,3 мксек спустя 0,05 мксек после остановки мезона. В канале выделения остановок мюонов и в канале нейтронного спектрометра использовались схемы блокировки, запрещающие прохождение импульсов (по отдельности в каждом из каналов), если расстояние между ними во времени было меньше 6 мксек. Совпадения во времени между импульсами нейтронного детектора и импульсами μ^- - остановок запускали многоканальный амплитудный анализатор (АИ-4096), работающий в двумерном режиме, с помощью которого одновременно измерялись спектры протонов отдачи и электронов от γ -квантов.

Энергетическая калибровка нейтронного спектрометра осуществлялась с помощью γ -источников, источника нейтронов ($Po-Be$) и монохроматических нейтронов из реакций $d(t, n)_\alpha$ и $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$. Абсолютная точность энергетической шкалы для нейтронов $\pm 5\%$, долговременная нестабильность амплитуды в спектрометрическом канале не более $\pm 1\%$. Аппаратурное энергетическое разрешение ΔE_p , характеризующее спектр протонов отдачи (полная ширина на половине высоты пика), за длительный период работы составляло $0,4 \pm 0,1$; $0,5 \pm 0,1$ и $0,6 \pm 0,1$, соответственно, для энергии протонов отдачи 2,5 и 12 Мэв.

Измерения

Для идентификации нейтронов от реакции ядерного μ^- -захвата снималось распределение во времени (после остановки мюона) случаев

регистрации нейтронов из всех четырех мишеней. Полученные значения времени жизни мезона в этих веществах совпадают с измеренными другими авторами. Фон случайных совпадений составил 17% для случая кислорода и несколько процентов эффекта в других веществах.

В отсутствие мишени регистрировалось заметное количество остановок и помимо фона случайных совпадений наблюдался фон, зависящий от времени (время жизни около 2 мксек); его вклад в нуле времени составлял в рабочих условиях примерно 0,8 фона случайных совпадений.

Для того чтобы учесть фон, зависящий от времени, и не исказить фон случайных совпадений (что особенно важно в случае кислорода), мы периодически производили измерения суммарного фона в тех же временных интервалах, что и эффекта, с гидридом лития высокой чистоты в качестве мишени. Вероятность μ^- -захвата в литии столь мала ^{14/}, что фон нейтронов от этого процесса можно считать пренебрежимо малым для случая мю-захвата в кислороде.

Скорость остановок изменялась от $3 \cdot 10^3$ до $1,2 \cdot 10^4$ сек⁻¹ для разных мишеней, скорость (μn) - совпадений составляла в среднем несколько десятков в секунду. Поправка на примесь γ -квантов для самой низкой энергии протонов отдачи в течение всего времени измерений не превышала долей процента. На рис.2 показана часть спектра ($\gamma-n$)-разделения для протонов отдачи двух энергий, полученного в одном из сеансов. Счет в пике γ -квантов в несколько десятков раз превышает счет в нейтронном пике.

Обработка и результаты измерений

Аппаратурные спектры протонов отдачи разбивались на энергетические интервалы через 0,25 Мэв (или на интервалы через 0,125 Мэв в

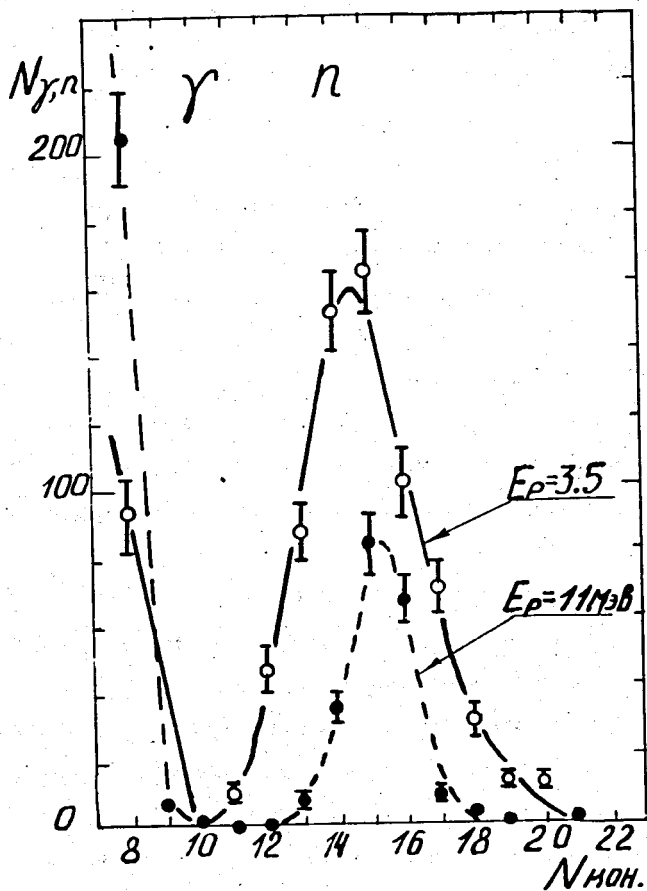


Рис. 2. Разделение нейтронов и γ - квантов для двух значений энергии протонов отдачи.

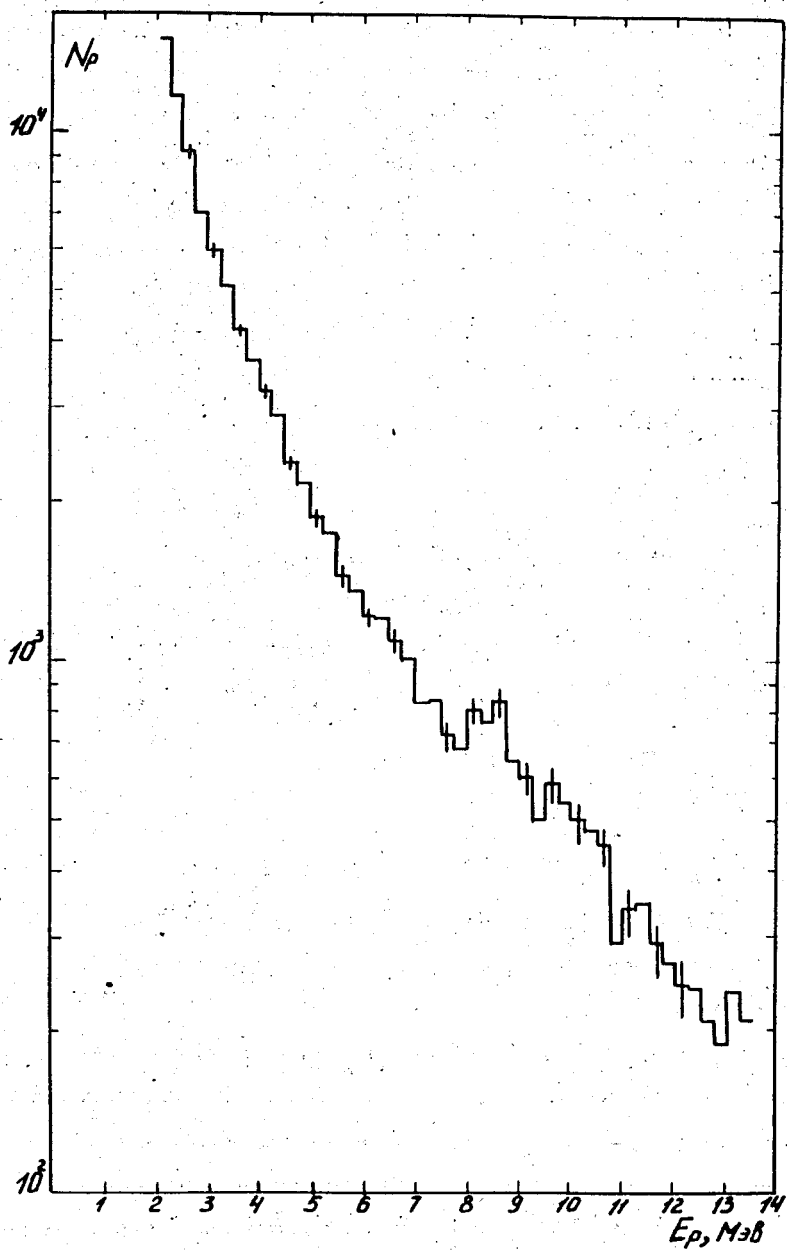


Рис. 3. Энергетический спектр протонов отдачи для случая μ^- - захвата в кальции.

диапазоне $\leq 5,25$ Мэв для случая серы). В качестве примера на рис.3 приведен суммарный (по всем сеансам) энергетический спектр протонов отдачи за вычетом фона, измеренного с LiH , для случая кальция.

Задача определения неизвестного энергетического спектра нейтронов по спектру протонов отдачи детально исследовалась многими авторами. В работе ^{/14/} показано, что метод получения спектра нейтронов путем дифференцирования протонного спектра при выполнении ряда условий приводит к минимальным погрешностям. Необходимые условия для успешного применения данного метода - малые размеры сцинтиллятора, подходящий интервал энергии нейтронов - выполнены в использованном нами спектрометре нейтронов ^{/9/}. Формально дифференцирование протонного спектра осуществлялось путем ^{/15/} проведения отрезка параболы через $2p' + 1$ точек ($p' = 1, 2, \dots$) протонного спектра и нахождения значения производной в средней точке.

Такая процедура приводит к некоторому сглаживанию неоднородностей в спектре протонов, т.е. к дополнительному уширению нейтронной линии на величину

$$\Delta \approx \frac{2}{3} (2p' + 1) \alpha'$$

(α' - ширина энергетического диапазона в энергетическом спектре протонов отдачи).

Эта процедура дифференцирования была опробована ^{/9/} для случая нашего спектрометра на монохроматических нейтронах разной энергии и нейтронах из ($Po - Be$).

На рис.4 + 7 приведены энергетические спектры нейтронов из реакции ядерного μ -захвата, полученные указанным выше способом, а на рис.8 - спектр фона, снятый с LiH в качестве мишени.

Для случая μ^- -захвата в сере производная определялась по пяти точкам во всем диапазоне энергий; для остальных ядер в диапазоне

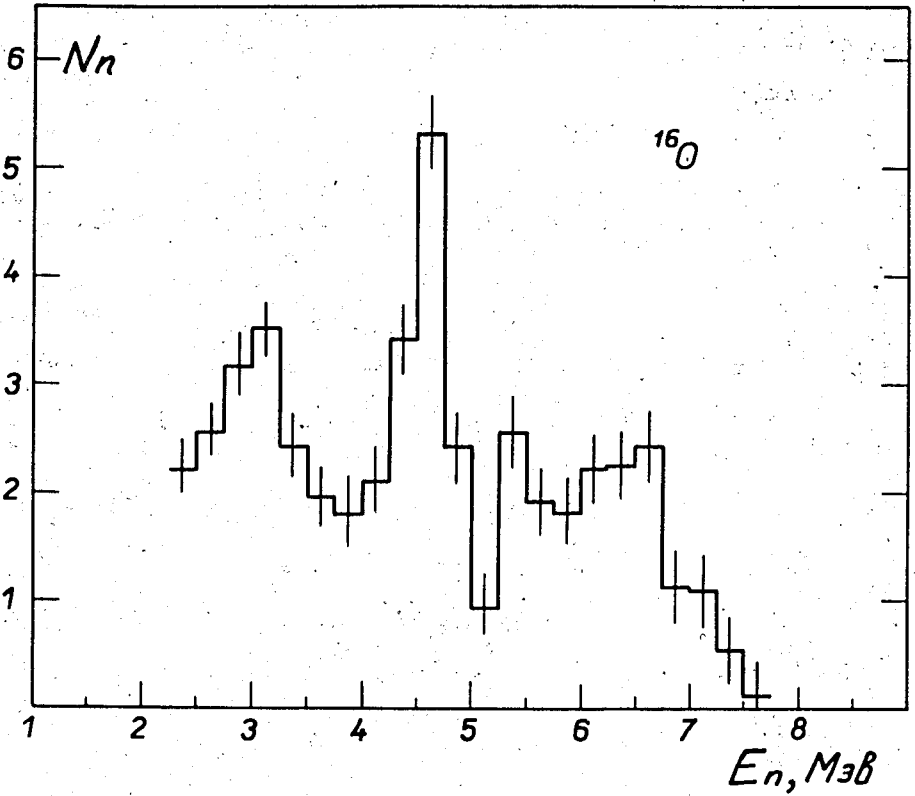


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов из реакции ядерного μ^- - захвата в кислороде.

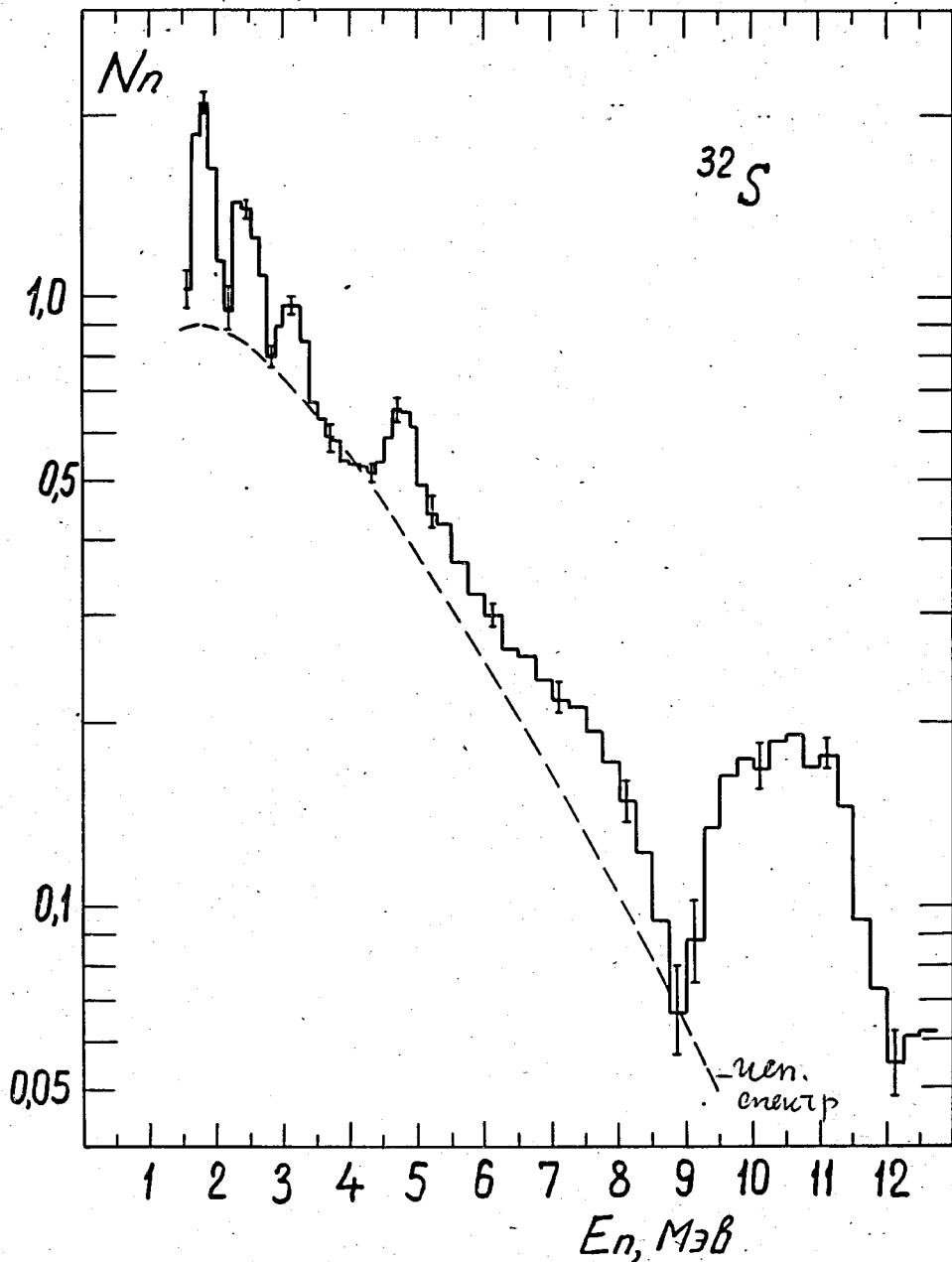


Рис. 5. Энергетический спектр нейтронов из реакции ядерного μ^- - захвата в сере.

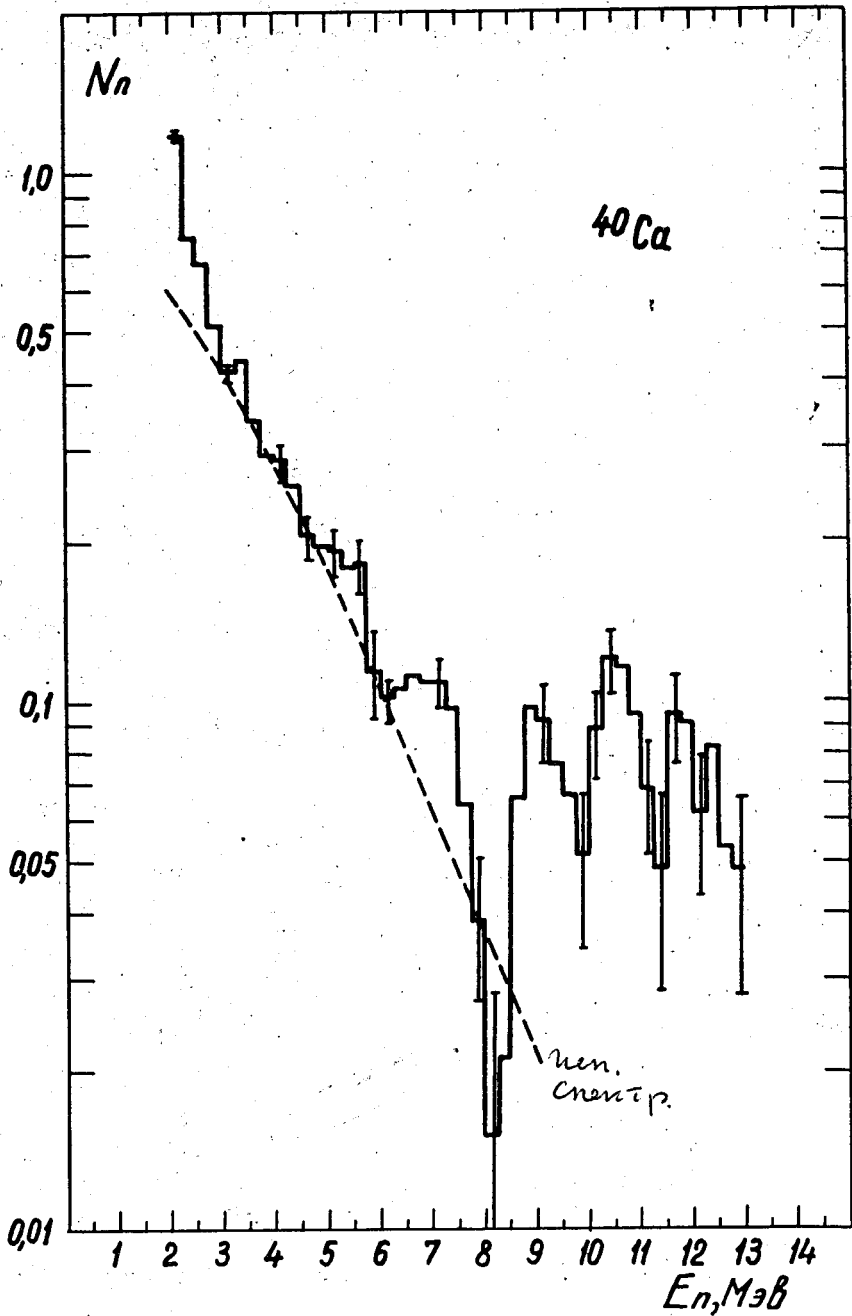


Рис. 6. Энергетический спектр нейтронов из реакции ядерного μ^- - захвата в кальции.

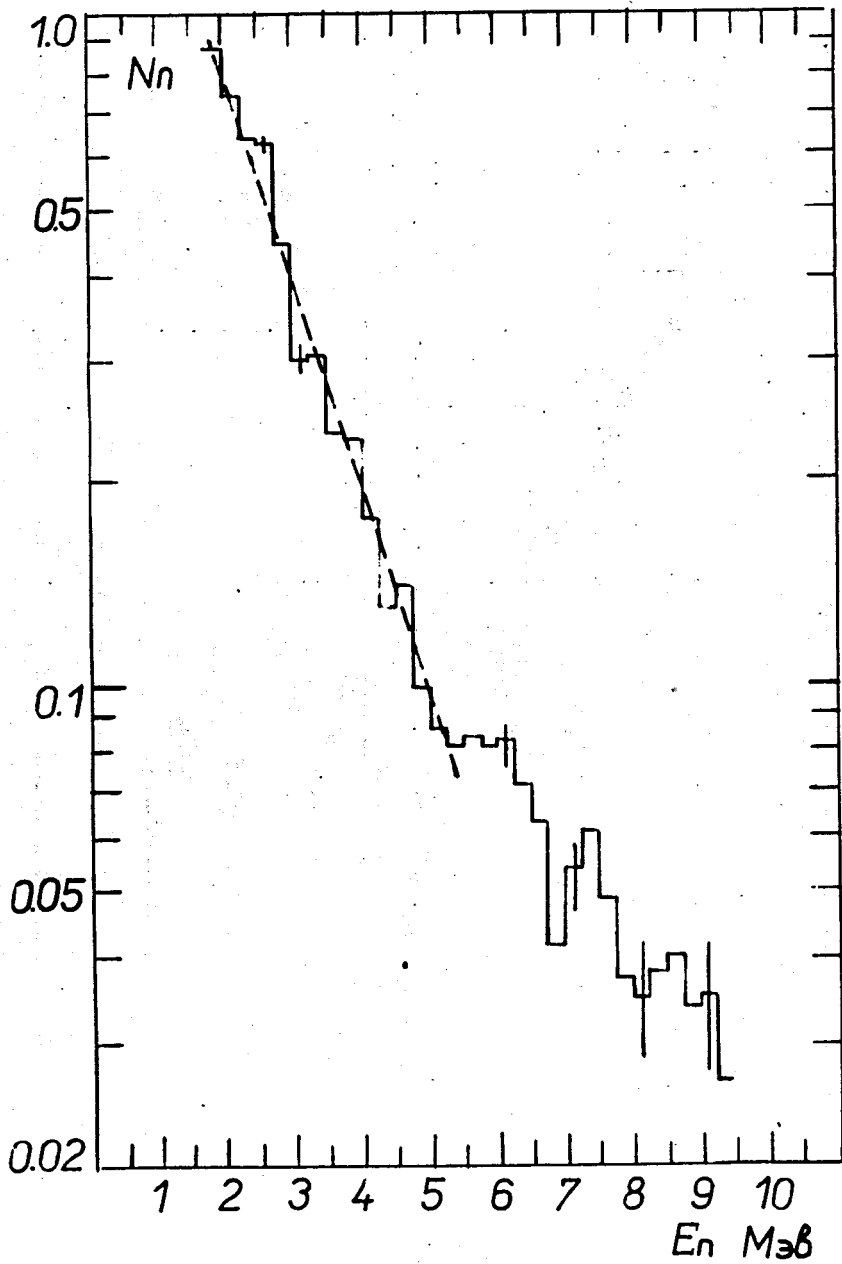


Рис. 7. Энергетический спектр нейтронов из реакции ядерного μ^- - захвата в свинце.

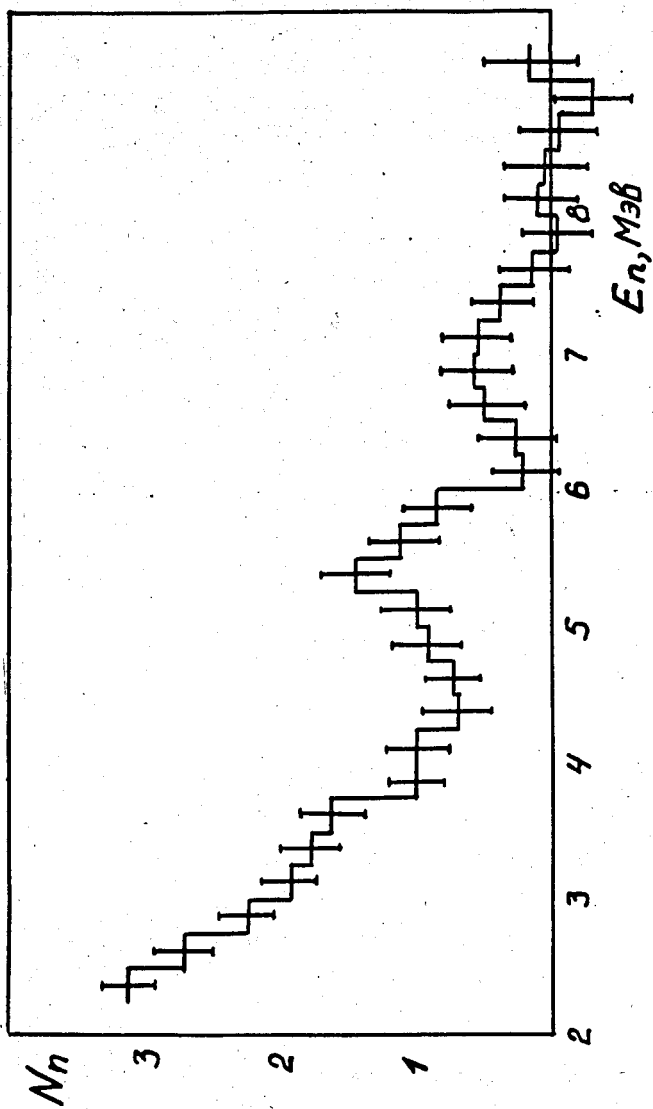


Рис. 8. Энергетический спектр фона, снятый с LiH в качестве мишени.

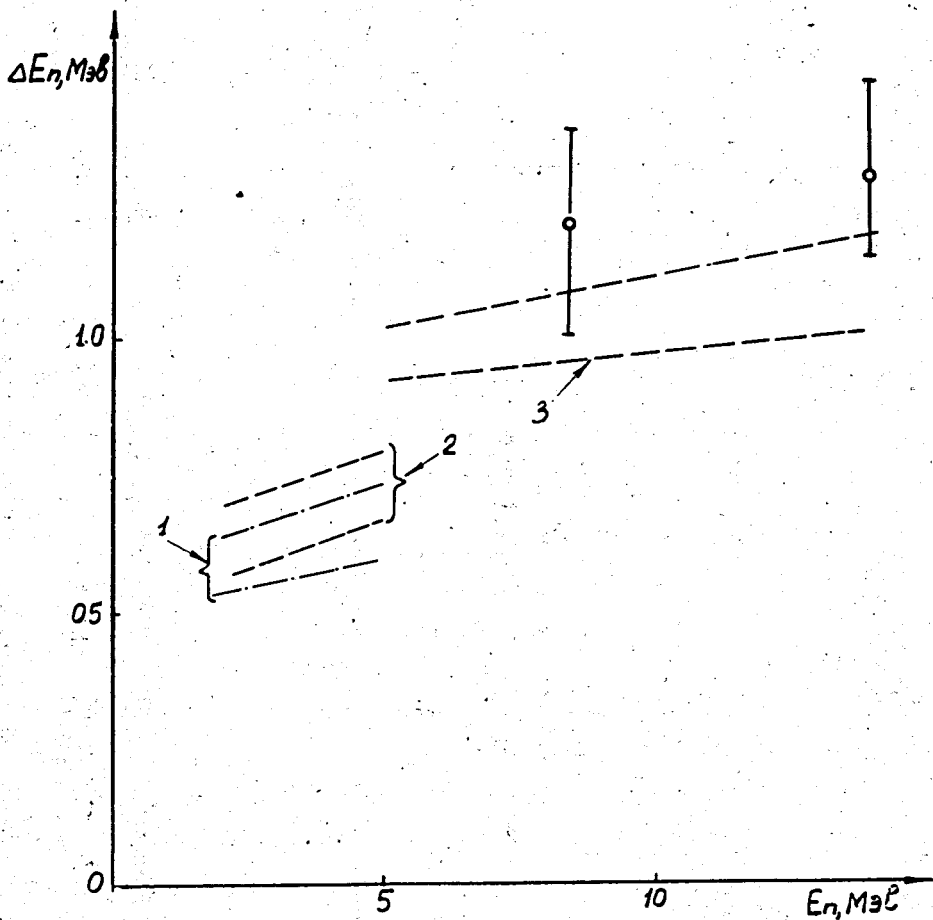


Рис. 9. Энергетическое разрешение (ΔE_n) (полная ширина на половине высоты пика) для нейтронов разных энергий. Пунктирные линии показывают коридор для этой величины (равный удвоенной статистической ошибке), полученный с помощью γ -источников; точки представляют результат измерения (ΔE_n) по нейтронам из реакции $d(t, n)_a$ и $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$. Коридор 1 соответствует значениям $\alpha' = 0,125$ Мэв и $\beta' = 1$, коридор 2 - значениям $\alpha' = 0,25$ Мэв и $\beta' = 1$, коридор 3 - значениям $\alpha' = 0,25$ Мэв и $\beta' = 2$.

$\leq 5,25$ Мэв производная определялась по трем точкам, а для $> 5,25$ Мэв - по пяти.

Энергетическое разрешение ΔE_n и статистическая точность в спектре нейтронов хуже, чем для протонов отдачи, что связано с потерями информации в процессе обработки. Зависимость от этих параметров для нашего спектрометра /9/ приведена на рис.9.

Поправки на двойное рассеяние нейтронов в кристалле стильбена, на ядерные реакции с ядрами углерода, на неупругое рассеяние нейтронов в мишенях, на краевые эффекты, на анизотропию упругого (ν_r) - рассеяния и на зависимость амплитуды сцинтилляции от угла падения нейтрона относительно оси монокристалла стильбена были пренебрежимо малы /9/.

Обсуждение результатов

Кислород. Наибольший интерес для теории ядерного мю-захвата представляют экспериментальные данные, полученные для легких ядер, поскольку высоковозбужденные квазисвязанные состояния, например, ^{12}C или ^{16}O изучены довольно хорошо в других ядерных реакциях /5,16,17/.

Энергетический спектр нейтронов из реакции ядерного мю-захвата в ^{16}O был рассчитан в работах /1,18/ на основе представлений о доминирующей роли возбуждения квазисвязанных состояний промежуточного ядра, но с использованием различных моделей для описания их природы. Общим для всех этих расчетов является предсказание о преобладании в спектре нейтронов линий, соответствующих переходам из состояний 0^- , 1^- , 2^- промежуточного ядра ^{16}N в основное состояние конечного ядра ^{15}N .

В /19/ спектр нейтронов рассчитан по теории, единым образом учитывающей прямые и резонансные процессы. Резонансная структура получаемого таким образом нейтронного спектра, которая при подходе, исполь-

зуюмом в работе /18/, возникала как следствие предположения о резонансном возбуждении ядра при μ^- -захвате, является результатом взаимной связи различных каналов и коллективизации возбуждений ядра в области непрерывного спектра.

С нашими экспериментальными данными (см.рис.4) наилучшим образом согласуется спектр, рассчитанный в /18/ на основе описания квазисвязанных состояний по модели Гольдхабера-Теллера с учетом спин-изоспиновых состояний. Положение трех основных квазисвязанных состояний ^{16}N получено путем сдвига на 2,5 Мэв состояний гигантского дипольного резонанса в ^{16}O . Приведенные в работе /18/ значения энергии этих состояний, равные 20,0 (2^-); 22,0 (1^-) и 24,5 Мэв (1^-), хорошо совпадают с теми (20,2; 22,2 и 24,2 Мэв), которые получаются из экспериментов по спектрам фотонейтронов /16/, по сечению фотопоглощения, реакций $^{15}\text{N}(\rho, \gamma)^{16}\text{O}$ или неупругого рассеяния электронов /17/. Если задать энергию основных линий в нейтронном спектре ($E_n = 2,9; 4,6$ Мэв и 6,6 Мэв) в соответствии с результатами работы /18/ и пренебречь возможным вкладом непрерывного спектра, то полученный нами спектр можно с помощью метода наименьших квадратов разложить на отдельные линии гауссовой формы.

Учитывая значение абсолютного выхода нейтронов для этой энергетической области, равное $0,53 \pm 0,07$ /20/, можно определить (см.таблицу 1) значения вероятности W_n испускания нейтронов для каждой из вышеуказанных линий в спектре нейтронов. Для более полного описания экспериментального спектра следует добавить слабую линию с энергией $E_n = 5,5$ Мэв. Этой линии может соответствовать, например, переход с энергией 5,3 Мэв из квадрупольного состояния 2^+ ($E=23,5$ Мэв) ядра ^{16}N /18/ в одно из состояний $1/2^+, 5/2^+$ ядра ^{15}N . Заселению этих состояний ядра ^{15}N , запрещенное в чистой частично-дырочной модели /21/, происходит в 15% случаев полной вероятности распада квазисвязан-

Таблица I

$E_n, \text{Мэв}$	W_n (экспер.)	$\Gamma, \text{Мэв}$ (экспер.)	$\Gamma, \text{Мэв}$ (аппарат.)
2,9	$0,23 \pm 0,06^*)$	$1,9 \pm 0,3$	0,60-0,70
4,6	$0,12 \pm 0,03$	$0,5 \pm 0,1$	0,65-0,75
5,5	$0,06 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,2$	0,90-1,05
6,6	$0,12 \pm 0,03$	$1,1 \pm 0,2$	0,90-1,05

ж) участок с $E_n > 2,25 \text{ Мэв}$; для всей линии $W_n = 0,27 \pm 0,07$;
 $\chi^2 = 20$ при числе степеней свободы, равном 14.

ных состояний ^{16}N , что объясняется как вкладом переходов более высокой степени запрета, так и тем обстоятельством, что, например, основное состояние ^{16}O представляет собой не чистую конфигурацию $(1s)^4(1p)^{12}$, а включает примеси $(1p)^{-2}(1d_{5/2})^2$ или $(1p)^{-2}(2s_{1/2})^2$ состояний. Аналогичная ситуация имеет место в случае фотоядерных реакций /21,22/.

Значение $W_n = 0,27 \pm 0,07$ для линии с $E_n = 2,9$ Мэв не противоречит абсолютным значениям вероятности W_γ испускания γ -квантов на акт мю-захвата ($E_\gamma = 6,322$ Мэв) /21,23/ при переходе из состояния $3/2$ ядра ^{15}N ($W_\gamma = 0,25 \pm 0,023$) /21/ и ($W_\gamma = 0,20 \pm 0,05$) /23/, что может служить подтверждением правильности схемы распада, предложенной в работе /18/. Следует отметить, что значение W_n для этой линии может быть завышено, поскольку не учтен участок спектра меньших энергий. Измеряемая ширина этой соответствующей γ -линии, обусловленная доплеровским уширением, не противоречит представлению о заселении состояния путем испускания нейтронов с $E_n = 2,9$ Мэв /21/. Экспериментальное значение вероятности этого n, γ каскада не противоречит расчетам $W_{n, \gamma} \approx 0,3$ /18/ на основе обсуждаемой модели ядерного μ^- -захвата.

Вид энергетического спектра нейтронов, рассчитанного в работе /19/, похож на тот, который следует из работы /18/, и на полученный нами, хотя для правильного сравнения необходимо учесть доплеровское уширение нейтронных линий /25/.

Энергетический спектр нейтронов от мю-захвата в ^{16}O был недавно измерен в /26/. В этом спектре также заметны отдельные линии, соответствующие наблюдаемым нами, однако, они выражены менее четко. Основное отличие спектра работы /26/ от полученного нами состоит в том, что выход нейтронов в области малых энергий заметно больше для спектра из /26/. Авторы этой работы полагают, что возрастание количества нейтронов малой энергии по сравнению с предсказанным теорией связано

с вкладом спектра нейтронов испарения. Однако расхождение в области малых энергий может быть обусловлено некорректным учетом фона в работе /26/, поскольку в отличие от нашей работы ее авторами учитывался только фон случайных совпадений, а также тем, что процедура дифференцирования протонного спектра в случае больших детекторов, используемых в работе /26/, приводит к существенному искажению нейтронного спектра в области низких энергий.

Спектр нейтронов, полученный нами, не содержит заметного вклада испарительных нейтронов и в этом смысле согласуется со спектром фото-нейтронов из ^{16}O /16/. Глубокая аналогия между процессами испускания фотонуклонов и вылета нейтронов при ядерном μ^- -захвате демонстрируется также в экспериментах по заселенности связанных состояний конечных ядер в каждой из этих реакций /21,22/.

Сера и кальций. Энергетические спектры нейтронов от μ^- -захвата в ^{32}S и ^{40}Ca имеют вид, отличный от того, который получен в случае кислорода. В обоих спектрах наблюдаются особенности типа отдельных линий или широких полос на подложке из непрерывного спектра. Если считать, что она имеет форму испарительного спектра /27/ ($N_n \approx \approx E_n \exp[-E_n/T]$, где T - температура конечного ядра), то можно чисто условно разделить спектры от μ^- -захвата в ^{32}S и ^{40}Ca на две части путем проведения кривых испарительного спектра по минимумам особенностей в спектрах (см. пунктирные линии на рис.5 и 6, предполагая для конечных ядер ^{31}P и ^{39}K температуры, соответственно, 1,7 и 1,5 Мэв). Такие значения ядерной температуры характерны /27,28/ для энергии возбуждения ≈ 20 Мэв, имеющей место в процессе μ^- -захвата на средних ядрах. При таком предположении "линейчатый" спектр составляет в случае серы примерно 0,32 всего выхода нейтронов в интервале (1,50 - 12,75) Мэв или /20/ 0,14 от полной вероятности μ^- -захвата; для случая кальция эти цифры, соответственно, $\approx 0,1$ и $\approx 0,03$ для интервала (2,0 - 13,0) Мэв.

Спектр нейтронов от μ^- -захвата в кальции измерялся в работе /6/ в условиях худшего энергетического разрешения. Форма спектра, полученного в этой работе, близка к данным нашего эксперимента, если произвести усреднение наших данных по достаточно большому энергетическому интервалу, однако значение ядерной температуры, полученное в /6/ для случая μ^- -захвата в ^{40}Ca , несколько больше; возможно это связано с тем, что в /6/ весь спектр в области малых энергий считается испарительным. В спектре нейтронов от фотопоглощения в сере из /30/, измеренном таким же методом, как и в данной работе, соотношение линейчатой и испарительной частей спектра, а также температура ядра примерно такие же, как и в случае μ^- -захвата. Интерпретацию спектра в случае серы можно попытаться осуществить путем сравнения с данными по фотопоглощению /31/ и испусканию фотонейтронов /31,32/. Если считать, что при μ^- -захвате в ^{32}S происходит возбуждение состояний ядра ^{32}P , повторяющих энергетический спектр состояний ядра ^{32}S , но сдвинутых на 5,3 Мэв относительно последних, то можно получить значения энергии нейтронов в спектре от μ^- -захвата, приведенные в табл. II. При таком подходе наилучшим образом структуре особенностей в полученном нами спектре соответствует предположение об определяющем вкладе переходов в основное состояние ядра ^{31}P . Аналогичный вывод делается практически во всех работах (см., например, /30,33/) по спектрам фотонейтронов. Однако формально нельзя исключить вклада переходов в возбужденное состояние ^{31}P , тем более, что первые два зачисляются с большей вероятностью (см. работу /34/). Широкий максимум в области 9+12 Мэв невозможно описать только переходами в основное состояние в рамках данных табл. II, поскольку его ширина не исчерпывается линиями 9,2 и 10,5 Мэв. Однако в некоторых работах (см. /31/) указывается на существование состояния с энергией 27 Мэв в спектре

Таблица II

Энергия состояния $^{32}\text{S} / ^{31}\text{I}$, Мэв ж)	16,7	17,5	18,1	19,6	21,6	22,4	23,5	25,4	30,0
Энергия состояния ^{32}P , Мэв ж)	11,4	12,2	12,8	14,3	16,3	17,1	18,2	20,1	24,7
Энергия нейтронов при переходе из состояния ^{32}P в различные состояния ^{31}P . Мэв:									
в основное	1,8	2,6	3,2	4,7	6,7	7,5	8,6	10,5	15,1
в состоянии 1,266 Мэв	0,5	1,3	1,9	3,4	5,4	6,2	7,3	9,2	13,8
в состоянии 2,232 Мэв	-	0,4	1,0	2,5	4,5	5,3	6,4	8,3	12,9

ж) Энергия отсчитывается от основного состояния ^{32}S .

^{32}S , что дает для спектра нейтронов от μ^- -захвата линии 12,1; 10,8 и 9,9 Мэв. Следует отметить, что приведенный в табл. II спектр высоковозбужденных состояний ^{32}S хорошо описывает линейчатый спектр фото-нейтронов из ^{32}S /30,33/.

Остается добавить, что оценки сдвига между состояниями ^{32}P и ^{32}S приводят к цифре 5,1 Мэв, что близко к 5,3 Мэв, используемой для наилучшего согласования наблюдаемого спектра нейтронов от μ^- -захвата в ^{32}S со спектром состояний гигантского дипольного резонанса в ^{32}S .

Спектр нейтронов из кальция содержит гораздо меньше особенностей и поэтому детальное сравнение с данными по фотопоглощению невозможно.

Следует указать на глубокую аналогию между процессами фотовозбуждения и μ^- -захвата, проявляющуюся в одинаковой картине заселенности возбужденных состояний ядра ^{39}K , полученной при сравнительном изучении γ -спектров из реакций $^{40}\text{Ca}(\gamma, p \gamma)^{39}\text{K}$ $^{40}\text{Ca}(\mu^-, \gamma n)^{39}\text{K}$ /35,36/. Отметим, что переходы во все возбужденные состояния ^{39}K составляют /34,36/ около 15% полной вероятности μ^- -захвата в ^{40}Ca .

Расчеты по модели независимых частиц предсказывают наибольшие вероятности переходов в состояния $1f_{7/2}(1d_{5/2})^{-1}$ промежуточного ядра (векторные переходы V), формирующие состояние 1^- гигантского резонанса и в состоянии $1f_{5/2}(1d_{5/2})^{-1}$ (аксиальные переходы A), формирующие триплет состояний 0^- , 1^- , 2^- . Согласно расчетам /38/, энергии состояний этого триплета равны 21,7 (2^-A); 22,6 (1^-A); 23,6 Мэв (0^-A) для ^{32}S и 21,0 (2^-A), 22,2 (1^-A), 23,1 (0^-A) Мэв для ^{40}Ca ; расчетное положение этих уровней достаточно хорошо согласуется с тем, которое следует принять для интерпретации данных по энергетическим спектрам нейтронов из реакции ядерного μ^- -захвата в сере.

Для однозначного определения структуры переходов с испусканием нейтронов и энергетического спектра высоковозбужденных квазисвязан-

ных состояний промежуточного ядра при μ^- -захвате необходимы эксперименты по исследованию энергетической корреляции спектров нейтронов и γ -квантов (испускаемых при заселенности состояний конечного ядра).

Из-за остаточного взаимодействия состояния "одна частица - одна дырка" ($1p - 1h$) могут образовать новую пару квазичастиц, т.е. существует конечная вероятность образования состояний ($2p - 2h$), являющихся "проходными" состояниями (*doorway states*) для более сложных конфигураций. Вероятность такого процесса зависит от плотности ($2p - 2h$) состояний, которая растет с ростом A ; именно этим обстоятельством можно объяснить уменьшение вклада "линейчатой" структуры при переходе от серы к кальцию.

Свинец. С точностью до статистических ошибок в этом спектре не наблюдается "линейчатая" структура. Две четко разделяемые области спектра могут быть связаны с распадом состояний гигантского резонанса через составное ядро и путем прямого вылета нейтрона. Аналогичная структура спектра обнаружена в случае взаимодействия монохроматических фотонов с висмутом ^{139/}. Область малых энергий хорошо описывается выражением

$$N(E_n) \approx E_n^{5/11} \exp \left[- E_n^{12} / T_{\text{эфф.}}^{11} \right]$$

(пунктирная кривая на рис. 7), относящимся к процессу испарения нескольких нейтронов ^{137/}. Среднее число нейтронов для случая μ^- -захвата в свинце $\approx 1,5$ ^{20,29/}. Полученное нами значение эффективной температуры $T_{\text{эфф.}} = 1,15 \pm 0,20$ находится в хорошем согласии с величиной $T_{\text{эфф.}} = 0,9$ Мэв, найденной для нейтронов из фотоядерной реакции на свинце ^{28/} и величиной $T_{\text{эфф.}} = 0,96$ Мэв для ²⁰⁸Tl ^{28/} в аналогичной реакции. Форма спектра, полученного нами, хорошо совпадает с данными работы ^{16/}.

Основные выводы

1. Измерены энергетические спектры нейтронов из реакции ядерного μ^- -захвата в кислороде, сере, кальции и свинце в интервале энергии 1,5 - 13,0 Мэв.

2. В спектре нейтронов для случая кислорода, серы и кальция наблюдаются неоднородности типа отдельных линий или широких полос, расположенные на подложке, имеющей характер "испарительного" спектра.

3. Наблюдение линейчатой структуры нейтронных спектров подтверждает гипотезу о доминирующей роли в реакции ядерного μ^- -захвата переходов с возбуждением квазисвязанных состояний промежуточного ядра, являющихся изотопическими аналогами состояний гигантского дипольного резонанса ядра-мишени.

4. Нерегулярности в спектре нейтронов имеют ширины, близкие к аппаратным: поэтому последние могут рассматриваться в качестве верхнего предела для "естественной" ширины неоднородностей в нейтронном спектре.

5. Вклад "испарительного" спектра растет с ростом атомного номера так же, как это имеет место в спектрах фотонейтронов.

6. Сравнение структуры нейтронных спектров от μ^- -захвата в кислороде, сере и кальции с соответствующими экспериментальными данными по сечениям фотопоглощения и неупругого рассеяния электронов, испускания фотонейтронов, по энергетическим спектрам фотонейтронов показывает, что все эти данные не противоречат друг другу, если учесть наличие кулоновского сдвига между квазисвязанными состояниями ядра-мишени и промежуточного ядра, образующегося в результате первой стадии ядерного μ^- -захвата.

7. Сравнение экспериментальных данных по спектрам нейтронов от μ^- -захвата с результатами теоретических расчетов показывает, что достаточно хорошее количественное согласие наблюдается только в слу-

чае кислорода. Для объяснения большого вклада подложки ("испарительный" спектр) необходимо ввести в теорию "размазывание" частично-дырочных состояний промежуточного ядра по более сложным состояниям вплоть до состояний составного ядра.

Литература

1. V.V.Balashov, V.B.Beliaev, R.A.Eramjian, N.M.Kabachnik. Phys.Lett., 9, 168 (1964).
2. J.Barlow, J.C.Sens, P.Duke, M.R.Kemp. Phys.Lett., 9, 84 (1964).
3. L.L.Foldy, J.D.Walecka. Nuovo Cimento, 34, 1026 (1964).
4. В.А.Балашов, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ, P2-3258, (1967).
5. H.Überall, Suppl. Nuovo Cimento, 4, 781 (1966).
6. D.E.Hagge. University of California, Radiation Laboratory, Report No. UCRL-10516 (1963).
7. R.M.Sundelin. Carnegie Institute of Technology, Pittsburh, Report CAR-882-22 (1967); R.M.Sundelin, R.M.Edelstein, A.Suzuki, K.Takahashi. Phys.Rev.Lett., 20, 1198, 1281 (1968).
8. M.Krieger. Columbia University, No.4, Report NEVIS-172 (1969).
9. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов. Препринт ОИЯИ, P13-6053, Дубна, (1971).
10. V.Evseev, T.Kozlowski, V.Roganov, J.Woitkovska. Phys.Lett., 28B, 553 (1969).
11. V.Evseev, T.Kozlowski, V.Roganov, J.Woitkowska. Proc.III Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Plenum Press, N-Y-L, 1970, p.157.
12. В.Г.Варламов, Ю.М.Грашин, А.В.Демьянов, Б.А.Долгошеин, В.С.Роганов. Препринт ОИЯИ, 1-4084, Дубна (1968).
13. T. Kozlowski. Nucleonica, XIII, 999 (1968).
14. Г.Г.Дорошенко, В.И.Глаголев, И.Р.Барабанов, И.В.Филюшкин. Атомная энергия 16, вып. 3, 218 (1964).
15. S.Lanczos. Appl.Analysis, Prentice Nall,Inc. (1965), p.321.
16. V.V.Verbinski, J.C.Courtney. Nucl.Phys. 73, 398 (1965)
17. F.Beck. Ref. II, P.40.
18. R.Raphael, H.Überall, C.Werntz. Phys.Lett., 24B, 15 (1967).
19. V.V.Balashov, G.Ya.Korenman. Nucl.Phys., 51, 158 (1967).

20. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Т.Н.Мамедов, В.С.Роганов. Препринт ОИЯИ, P15-5524, Дубна (1970).
21. S.N. Kaplan, R.V.Pyle, L.E.Temple, G.F.Valby. Phys.Rev.Lett., 22, 795 (1969).
22. R.O.Owens, J.E.E.Baglin. Phys.Rev.Lett., 17, 1268 (1966).
23. Ю.Г.Будяшов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин, С.В.Медведь, А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, А.М.Чатрчян, Р.А.Эрамжян. ЖЭТФ, 58, вып.4, 1211 (1970).
24. S.N. Kaplan, R.V.Pyle, L.E.Temple, G.F.Valby. Ref. II, p.163.
25. T.A.E.C. Pratt. Preprint 61761 Illinois State University (1970).
26. M.E.Plett, S.E.Sobottka. Phys Rev., С3, 1003 (1971).
27. V.Weisskopf. Phys.Rev., 52, 295 (1937).
28. A.Gilbert, A.G.Cameron. Canad. Journ.,Phys., 43, 1446 (1965).
29. B.Macdonald, J.A.Diaz, S.N. Kaplan, R.V.Pyle. Phys.Rev., 139B, 1253 (1965).
30. N.Mutsuro, K.Kageyama, M.Mishina, E.Tanaka, T.Aizava, M.Kimura. Journ.Phys.Soc.Japan, 18, No5, 599 (1963).
31. Б.С.Долбилкин, А.И.Исаков, В.И.Корин, Л.Е.Лазарева, Ф.А.Николаев. Ядерная физика, 8, вып.6, 1080 (1968)
32. Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, В.Г.Шевченко, Б.А.Юрьев. Ядерная физика, 7, вып.6, 1168 (1968).
33. F.W.K. Firk. Nucl.Phys., 437 (1964).
34. T.A.E.C. Pratt. Nuovo Cimento, 61B, 119 (1969).
35. H.Überall, H.Krauth. Nucl.Phys., A 123, 641 (1969).
36. P.Igo-Kemenes, J.P.Deutsch, D.Favort, L.Grenacs, P.Lipnik, P.C.Macq. Préprint Univ. de Louvain, Heverlee-Louvain, Belgium (1971).
37. K.J.Le Couteur. Proc.Phys.Soc., A63, 259 (1950); A65, 718 (1952).
38. T.W.Donnelly, G.E.Walker, Ann.of Phys., 60, 203 (1970).
39. F.F.Kuchnir. Phys.Rev., 161, 1236 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 сентября 1971 года.