

E - 25



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

15 - 12109

**ЕВСЕЕВ**

Владимир Сергеевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
КОЛЛЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ В РЕАКЦИИ  
ЯДЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР В.М.Лобашев  
доктор физико-математических наук В.М.Сидоров  
доктор физико-математических наук Д.Ф.Зарецкий.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1979 года.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1979 года

в \_\_\_\_\_ часов на заседании специализированного Совета

Д047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь специализированного  
Совета кандидат физико-математических  
наук

Д.А.Батусов.

То обстоятельство, что в ядре элементарная реакция поглощения мюона  $\mu^+p \rightarrow n^+\nu$  происходит на движущемся протоне, сильно взаимодействующем (как и образующийся нейтрон) с остальными нуклонами ядра, приводит к возникновению целого ряда процессов, не определяемых спецификой слабого взаимодействия на свободном протоне и образующих в своей совокупности то, что теперь называется физикой ядерного мю-захвата.

Исследование реакции ядерного поглощения мюонов прошло в своем развитии несколько этапов.

Началом последнего и самого существенного этапа изучения ядерного мю-захвата, на наш взгляд, следует считать 1963 год, когда была выдвинута гипотеза резонансного ядерного поглощения мюонов<sup>\*</sup>, основанная на представлении об образовании на промежуточном этапе простых коллективных высоковозбужденных состояний. Она не только устранила основное расхождение между теорией и экспериментом по полной вероятности мю-захвата, но и предсказала принципиально новые ядерные явления в мю-захвате и во многих других ядерных реакциях.

Настоящая диссертация написана на материале работ, поставленных по инициативе и под руководством автора с целью экспериментальной проверки предсказаний и следствий модели резонансного ядерного поглощения мюонов и дальнейшего ее развития. Эксперименты выполнены на чистом мюонном пучке синхротрофона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и пучке гамма-квантов бетатрона НИИЯФ МГУ.

Материалы диссертации докладывались на III (1969г., США), IV (1971г., СССР) и V (1973г., Швеция) Международных конференциях

<sup>\*</sup>В.В.Балашов и др. Доклад на V Всесоюзной межвузовской конференции по теории элементарных частиц, Ужгород (1963).

по физике высоких энергий и структуре ядра, Международной конференции по фотоядерным реакциям и их применениям (1973 г., США), Международной конференции по структуре ядра (1973 г., ФРГ), на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР.

Материалы диссертации опубликованы в работах<sup>/1+12/</sup>.

Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и Выводов.

В первой главе рассмотрен формализм теории универсального фермиевского взаимодействия в приложении к ядерному мю-захвату и приводится схема расчета различных эффектов в этой реакции. Обсуждается состояние дел в вопросе об экспериментальном исследовании энергетических спектров нейтронов, множественности испускания нейтронов, вылета заряженных частиц, углового распределения нейтронов низких и высоких энергий и способы теоретического описания этих эффектов в период до появления теории резонансного поглощения мюонов ядрами.

Формальным поводом для введения новых теоретических представлений в физике ядерного мю-захвата было существенное расхождение между экспериментально измеренными значениями полной вероятности ядерного мю-захвата и их теоретическими значениями, полученными на основе общепринятого эффективного гамильтониана взаимодействия в рамках модели оболочек с использованием ядерного потенциала различной формы.

Уже из расчета по оболочечной модели следовало, что при ядерном мю-захвате наиболее интенсивные переходы группируются по энергии возбуждения промежуточного ядра, т.е. в спектре возбуждения как бы появляются "резонансы". Однако гипотеза резонансного возбуждения ядер при мю-захвате впервые была сформулирована в работе В.В.Балашова и др.<sup>\*</sup> Согласно этой гипотезе, промежуточное ядро  $(A, Z-1)$ , образующееся после поглощения мюона ядром-мишенью  $(A, Z)$ , и испускания нейтрино, остается в одном из долгоживущих коллективных состояний, являющихся изотопическими аналогами состояний гигантского дипольного резонанса ядра-мишени  $(A, Z)$ .

Ядерные реакции фотопоглощения и мю-захвата, в отличие, например, от реакции  $(n, n')$ , характеризуются малыми значениями передан-

ного импульса; поэтому электромагнитное и слабое взаимодействие можно рассматривать в качестве возмущения, приводящего к образованию простых входных состояний.

Образование входных состояний в работах В.В.Балашова и др.<sup>\*</sup> рассмотрено в частично-дырочном представлении. В случае мю-захвата образуются только состояния  $1p1h$ . Если учесть сильное взаимодействие между частицей и дыркой, то это приводит к исчезновению первичной пары  $1p1h$  и возникновению новой пары  $1p'1h'$ . При этом ядерная система переводится в другой канал, сильно взаимодействующий с первым. Такой процесс в своем развитии приводит к возникновению когерентного, коллективного квазистационарного состояния в промежуточном ядре  $(A, Z-1)$ .

Различие между ядерным мю-захватом и ядерным фотопоглощением проявляется лишь в том, что в каждом случае происходит преимущественное возбуждение различных типов коллективных движений ядерного вещества.

Согласно новой модели, на втором этапе процесса коллективные состояния распадаются (по крайней мере в легких и средних ядрах) с испусканием квазимонохроматических нейтронов; энергия каждого из таких нейтронов равна разности энергий коллективного состояния промежуточного ядра  $(A, Z-1)$  и основного или одного из возбужденных связанных или квазисвязанных состояний конечного ядра  $(A-1, Z-1)$ , образующегося после испускания нейтрона. При этом возникает характерный линейчатый энергетический спектр нейтронов, не предсказываемый никакой другой моделью ядерного мю-захвата. С помощью нового подхода впервые удалось привести теоретические значения полной вероятности ядерного мю-захвата в соответствие с экспериментальными.

Во второй главе описан спектрометр нейтронов и методика получения спектров нейтронов из аппаратурных спектров<sup>/1/</sup>.

Вследствие того, что первые и наиболее существенные предсказания и следствия теории резонансного ядерного мю-захвата относились к нейтронам, в качестве основного метода исследования этой реакции для проверки новых теоретических представлений было вы-

\* Phys.Lett. 9,168 (1964); P2-3258, Дубна (1967).

\* В.В.Балашов и др. Доклад на У Всесоюзной межвузовской конференции по теории элементарных частиц, Ужгород (1963).

брано измерение параметров главного канала реакции ядерного мю-захвата - канала с испусканием нейтронов.

Учитывая ожидаемый характер энергетического спектра и выхода нейтронов, можно сформулировать основные требования к нейтронному детектору. Он должен обладать высокой эффективностью регистрации нейтронов, высоким энергетическим разрешением, быть в состоянии надежно выделять нейтроны на фоне других заряженных или нейтральных частиц, обладать достаточно хорошим временным разрешением. Кроме того, аппаратура нейтронного детектора должна быть относительно простой, но надежной и стабильной в течение длительного времени измерений, а процедура получения энергетического спектра нейтронов из аппаратурного спектра - достаточно разработанной и однозначной. Этим условиям лучше всего удовлетворяет детектор нейтронов на основе органических сцинтилляторов с регистрацией нейтронов по протонам отдачи.

Для измерения энергетических спектров и углового распределения нейтронов из реакции ядерного мю-захвата нами использованы спектрометры на основе монокристаллов стиблена или жидкого сцинтиллятора NE-213 диаметром 30 мм и высотой 20 мм, а также стиблена диаметром и высотой 70 мм с разделением нейтронов и гамма-квантов по форме сцинтилляционного импульса\*. Для регистрации сцинтилляций использовались ФЭУ-56 АУР и ФЭУ-52 без световода. В главе II подробно описан<sup>1/</sup> спектрометр на основе стиблена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм.

Измеряемый аппаратурный спектр протонов отдачи трансформировался в энергетический спектр протонов отдачи с учетом нелинейного соотношения между амплитудой сцинтилляции и энергией протона отдачи.

Методика получения энергетического спектра нейтронов, а также роль различных поправок подробно обсуждаются во второй главе диссертации.

Энергетический спектр нейтронов определялся с помощью процедуры дифференцирования со сглаживанием энергетического спектра протонов отдачи (сглаживание вводится\*\* для уменьшения раскачки

\* Т. Kozlowski, Nucleonika, XIII, 999 (1968)

\*\* D. D. Slavinskis et al., Nucl. Instr. and Meth., 41, 341 (1966)

решения). Практически она состоит в определении производной для каждого интервала энергетического спектра протонов отдачи путем проведения параболы через  $2p' + 1$  точек ( $p' = 1, 2, \dots$ )\*.

Для комплексной проверки применимости метода дифференцирования были определены спектры нейтронов из реакций  $d(t, n)\alpha$ ,  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$  (на протонах в LiH) и спектр нейтронов из (Po-Be).

Описанный во второй главе нейтронный спектрометр на основе монокристалла стиблена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм обладает следующими основными параметрами:

Эффективность регистрации нейтронов меняется от  $\epsilon = 23\%$  при  $E_n = 2$  МэВ до  $\epsilon = 6\%$  при  $E_n = 15$  МэВ (для нулевого порога регистрации протонов отдачи). Энергетическое разрешение для нейтронов зависит от способа дифференцирования протонного спектра и равно для спектров, приведенных в <sup>2,3/</sup>, примерно  $\Delta E_n = 0,65$  МэВ, для  $E_n = 2,0$  МэВ и  $\Delta E_n = 1,1$  МэВ для  $E_n = 15$  МэВ.

Зависимость амплитуды сцинтилляции от угла падения нейтронов относительно оси кристалла не превышает 3% при изменении угла падения от 0 до 90°.

Долговременная стабильность  $\pm 1\%$ ; абсолютная точность определения энергии нейтронов  $\pm 5\%$ .

В третьей главе описаны эксперименты по определению ряда параметров основного канала реакции мю-захвата в легких и средних ядрах<sup>2,3/</sup>.

Расположение аппаратуры при измерении энергетических спектров нейтронов из реакции мю-захвата в <sup>16</sup>O, <sup>32</sup>S и <sup>40</sup>Ca<sup>2,3/</sup> показано на рис. 1

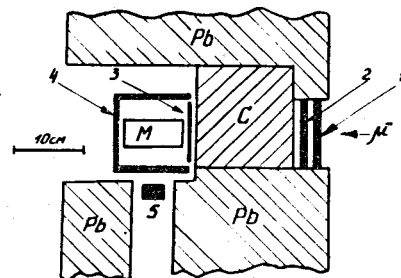


Рис. 1.

Расположение аппаратуры на мезонном пучке при измерении спектров нейтронов из реакции мю-захвата в легких и средних ядрах.

\* S. Lanczos, Appl. Analysis, Prentice Hall, Inc., p. 321 (1956)

Мюоны проходят через мониторные счетчики 1 и 2 ( $100 \times 100 \times 10$  мм<sup>3</sup>), тормозятся в графитовом поглотителе и, проходя счетчик 3 ( $80 \times 80 \times 2$  мм<sup>3</sup>), останавливаются в мишени; остановки выделяются с помощью счетчика антисовпадений 4 высотой 120 мм по счету 1234.

Мишени из дистиллированной воды в тонком контейнере из пенополистирола, плавленой серы и металлического кальция имели площадь  $100 \times 100$  мм<sup>2</sup> и толщину в направлении нейтронного спектрометра, соответственно, 2,4 и 4 г/см<sup>2</sup>. Эти мишени располагались так, как указано на рис.1. В качестве детектора нейтронов применялся кристалл стильбена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм с фотоумножителем 56 AVP.

Аппаратурные спектры протонов отдачи разбивались на энергетические интервалы через 0,25 МэВ (или на интервалы через 0,125 МэВ в диапазоне  $\leq 5,25$  МэВ для серы). На рис. 2, 3 и 4 приведены суммарные (по всем сеансам) энергетические спектры протонов отдачи за вычетом фона для кислорода, серы и кальция.

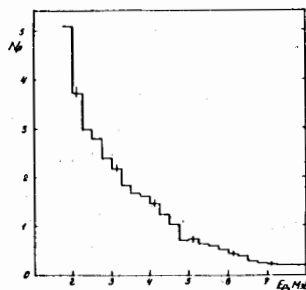


Рис.2. Энергетический спектр протонов отдачи для реакции мю-захвата в <sup>16</sup>O.

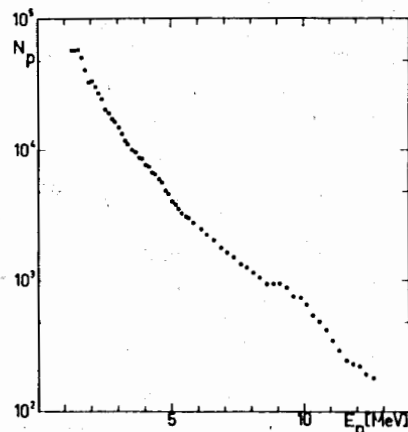


Рис.3. Энергетический спектр протонов отдачи для реакции мю-захвата в <sup>32</sup>S.

Для реакции  $\mu$ -захвата в сере производная определялась по пяти точкам во всем диапазоне энергий; для остальных ядер в диапазоне  $\leq 5,25$  МэВ производная определялась по трем точкам, а для  $> 5,25$  МэВ - по пяти.

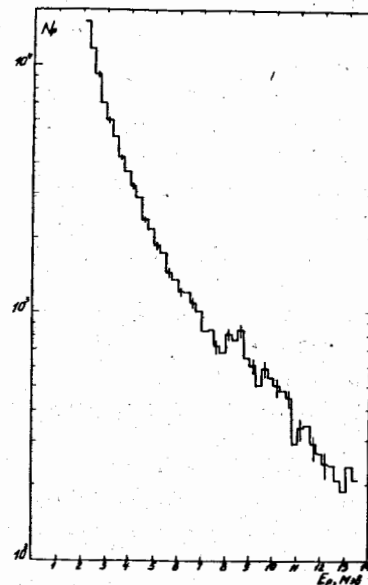


Рис.4. Энергетический спектр протонов отдачи для реакции мю-захвата в <sup>40</sup>Ca.

Полученные таким образом энергетические спектры нейтронов приведены на рис.5+7. Из этих рисунков следует, что на всех спектрах проявляются неоднородности, имеющие характер отдельных линий или более широких полос на фоне непрерывного спектра (сера и кальций).

Перед измерением абсолютного выхода нейтронов на один акт мю-захвата в кислороде, сере и кальции<sup>4/</sup> измерена абсолютная эффективность регистрации нейтронов на монохроматических нейтронах с энергией  $E = 3,1$  МэВ, полученных в реакции  $d(d,n)^3\text{He}$ .

Полученное значение эффективности находится в хорошем согласии с вычисленным в предположении об однократном рассеянии ней-

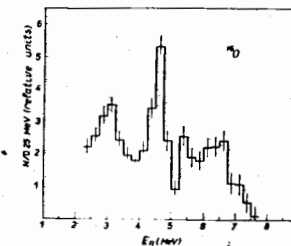


Рис.5. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в <sup>16</sup>O.

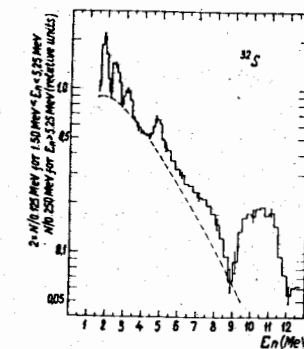


Рис.6. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в <sup>32</sup>S.

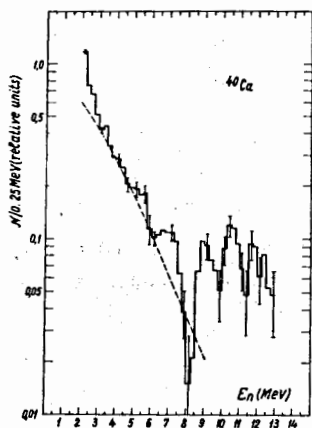


Рис.7. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{40}\text{Ca}$ .

ет с достаточной точностью (около 3%) вычислить телесный угол детектора относительно мишени, по несколько часов на каждом элементе измерялось число протонов отдачи и при использовании  $\bar{\epsilon}$  определялось число нейтронов, попадающих в нейтронный счетчик.

В третьей главе подробно рассмотрены результаты измерения абсолютного выхода нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ . Наибольший интерес для сравнения с теорией ( $\nu_{\text{теор}}=0,68$ ) представляет результат для  $^{16}\text{O}$ :  $\nu_{\text{эксп.}}=0,53 \pm 0,07$  в интервале энергии нейтронов  $\Delta E=2,5+7,5$  МэВ.

Для интерпретации данных по энергетическим спектрам нейтронов в  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  (см.дальше) необходимо определить вероятность  $W_{2n}$  вылета двух нейтронов в результате мю-захвата в этих ядрах. В третьей главе подробно описаны такие эксперименты<sup>5/</sup>, выполненные активационным методом путем регистрации актов распада радиоактивных ядер  $^{30}\text{P}$  и  $^{38}\text{K}$ , образующихся в реакциях  $^{32}\text{S}(\mu, \nu 2n)^{30}\text{P}$  и  $^{40}\text{Ca}(\mu, \nu 2n)^{38}\text{K}$ . Преимущество данного метода состоит в том, что величина  $W_{2n}$  определяется для всего спектра нейтронов независимо от их энергии. Для  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  получены значения  $W_{2n} = (3,2 \pm 0,5)\%$  и  $W_{2n} = (2,3 \pm 0,5)\%$ , соответственно.

трона в NE-213. Поэтому в дальнейшем и для других энергий нейтронов брались рассчитанные таким способом значения эффективности.

Средняя эффективность  $\bar{\epsilon}$  регистрации нейтронов в заданном интервале энергий  $E_p$  была рассчитана при использовании спектров нейтронов из работы<sup>3/</sup> и данных по зависимости сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах в стиблене от энергии нейтронов и порога регистрации. По известному энергетическому спектру нейтронов<sup>3/</sup> определялся относительный вес каждого энергетического интервала (шириной 0,5 МэВ) и вычислялось значение  $\bar{\epsilon}$ . Затем тем же детектором в условиях

хорошей геометрии, которая позволяет с достаточной точностью (около 3%) вычислить телесный угол детектора относительно мишени, по несколько часов на каждом элементе измерялось число протонов отдачи и при использовании  $\bar{\epsilon}$  определялось число нейтронов, попадающих в нейтронный счетчик.

В третьей главе подробно рассмотрены результаты измерения абсолютного выхода нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ . Наибольший интерес для сравнения с теорией ( $\nu_{\text{теор}}=0,68$ ) представляет результат для  $^{16}\text{O}$ :  $\nu_{\text{эксп.}}=0,53 \pm 0,07$  в интервале энергии нейтронов  $\Delta E=2,5+7,5$  МэВ.

Для интерпретации данных по энергетическим спектрам нейтронов в  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  (см.дальше) необходимо определить вероятность  $W_{2n}$  вылета двух нейтронов в результате мю-захвата в этих ядрах. В третьей главе подробно описаны такие эксперименты<sup>5/</sup>, выполненные активационным методом путем регистрации актов распада радиоактивных ядер  $^{30}\text{P}$  и  $^{38}\text{K}$ , образующихся в реакциях  $^{32}\text{S}(\mu, \nu 2n)^{30}\text{P}$  и  $^{40}\text{Ca}(\mu, \nu 2n)^{38}\text{K}$ . Преимущество данного метода состоит в том, что величина  $W_{2n}$  определяется для всего спектра нейтронов независимо от их энергии. Для  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  получены значения  $W_{2n} = (3,2 \pm 0,5)\%$  и  $W_{2n} = (2,3 \pm 0,5)\%$ , соответственно.

Одним из главных положений теории резонансного ядерного поглощения мюонов является утверждение, что коллективные квазисвязанные состояния промежуточного ядра ( $A, Z-1$ ), возбуждаемого в реакции мю-захвата, должны повторять с учетом кулоновского сдвига спектр состояний гигантского дипольного резонанса в ядре-мишени ( $A, Z$ ). Его можно проверить<sup>6/</sup>, используя наши данные по спектрам нейтронов<sup>2,3/</sup>, данные по спектрам фотонейтронов и данные ряда теоретических работ.

С нашими экспериментальными данными по  $^{16}\text{O}$  (см.рис.5) наилучшим образом согласуется спектр, рассчитанный\* на основе описания квазисвязанных состояний по модели Гольдхабера-Теллера с учетом спин-изоспиновых состояний. Положение трех основных квазисвязанных состояний  $^{16}\text{N}$  получено путем сдвига на 2,5 МэВ состояний гигантского дипольного резонанса в  $^{16}\text{O}$ . Приведенные в работе\* значения энергии этих состояний, равные 20,0 ( $2^-$ ); 22,0 ( $1^-$ ) и 24,5 МэВ ( $1^-$ ), а также вычисленные\*\* значения 20,7 ( $2A$ ), 21,8 ( $1^-V$ ), 24,0 ( $1^-A$ ) и 24,9 ( $0^-A$ ) МэВ, хорошо совпадают с теми (20,2; 22,2 и 24,2 МэВ), которые получаются из экспериментов по спектрам фотонейтронов\*\*\*, по сечению фотопоглощения, реакций  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$  или неупругого рассеяния электронов\*\*\*\*. Если задать энергию основных линий в нейтронном спектре ( $E_n = 2,9; 4,6$  и 6,6 МэВ) в соответствии с результатами работы\*, то полученный нами спектр можно с помощью метода наименьших квадратов разложить на отдельные линии.

Учитывая значение абсолютного выхода нейтронов для этой энергетической области, равное  $0,53 \pm 0,06$ <sup>4/</sup>, можно определить (см.табл.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  $^{16}\text{N}$ \* в одно из состояний  $1/2^+, 5/2^+$  ядра  $^{15}\text{N}$ .

\* R.Raphael et al., Phys.Lett., 24B, 15 (1967)

\*\* V.V.Balashov, G.Ya.Korenman, Nucl.Phys. B1, 158 (1967)

\*\*\* V.V.Verbinski, J.C.Courtney, N.P.73, 398 (1965)

\*\*\*\* F.Beck.Proc.III Int.Conf.on High Energy Phys.and Nucl. Struct. Plenum Press, N-Y-L., p.40 (1970)

Таблица 1

Результат разложения энергетического спектра нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{16}\text{O}$  на отдельные линии.

$E_n$ , МэВ	$W_n$ (экспер.)	$\Gamma$ , МэВ (экспер.)	$\Gamma$ , МэВ (аппар.) <sup>1/1</sup>
2,9	$0,23 \pm 0,06^+$	$1,3 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,70$
4,6	$0,12 \pm 0,03$	$0,5 \pm 0,15$	$0,65 \pm 0,75$
5,5	$0,06 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,2$	$0,90 \pm 1,05$
6,6	$0,12 \pm 0,03$	$1,1 \pm 0,2$	$0,90 \pm 1,05$

<sup>+</sup> участок с  $E_n > 2,25$  МэВ, а для всей линии  $W_n = 0,27 \pm 0,07$ ;  $\chi^2 = 20$  при числе степеней свободы, равном 14.

Наилучшее описание спектра нейтронов (с учетом погрешностей в определении  $E_n$ , составляющих  $\pm 5\%$ ) в кислороде получается, если кулоновский сдвиг между квазистационарными состояниями ядер  $^{16}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$  принять равным  $\Delta = 2,7$  МэВ, а положение уровней в  $^{16}\text{O}$  взять из эксперимента\*. Полученное значение  $\Delta$  в пределах погрешности эксперимента ( $\pm 0,25$  МэВ) совпадает с оценкой  $\Delta = 2,5$  МэВ\*\*. Полученная таким образом схема переходов представлена на рис.8.

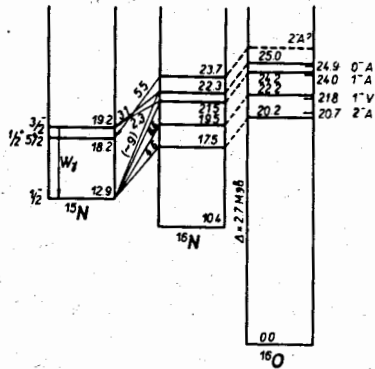


Рис.8. Схема переходов для реакции  $^{16}\text{O} (\mu, \nu) ^{15}\text{N}$ .

- \* R.Raphael et al., Phys.Lett., 24B, 15 (1967)
- \*\* V.V.Verbinski, J.C.Courtney, N.P. 73, 398 (1965)
- \*\*\* S.Kaplan et al., Phys.Rev.Lett., 22, 795 (1969)
- \*\*\*\* Ю.Г.Будяшов и др., ЖЭТФ, 58, 1211 (1970).

В этой схеме линия с энергией  $E_n = 3,1 \pm 0,15$  МэВ соответствует линии с  $E_n = 2,9$  МэВ в работе\*\*.

Значение  $W_n = 0,27 \pm 0,07$  для линии с  $E_n = 2,9$  МэВ (см. табл.1) не противоречит абсолютным значениям вероятности  $W_\gamma$  испускания  $\gamma$ -квантов на акт мю-захвата ( $E_\mu = 6,322$  МэВ) при переходе из состояния  $3/2$  ядра  $^{15}\text{N}$  ( $W_\gamma = 0,25 \pm 0,023$ )\*\*\* и ( $W_\gamma = 0,20 \pm 0,05$ )\*\*\*\*, что может служить подтверждением правильности схемы распада, предложенной в работе\*\*.

Энергетические спектры нейтронов от  $\mu^-$ -захвата в  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$  имеют вид, отличный от того, который получен для кислорода. В обоих спектрах наблюдаются особенности типа отдельных линий или широких полос на подложке из непрерывного спектра.

Если обсуждать пока лишь природу неоднородностей в спектре нейтронов от мю-захвата в  $^{32}\text{S}$  и учесть, что вероятность вылета двух нейтронов мала<sup>4/</sup>, то можно попытаться интерпретировать "линейчатую" часть спектра путем сравнения с данными по фотопоглощению\* и испусканию фотонейтронов\*\*. Если считать, что при  $\mu^-$ -захвате в  $^{32}\text{S}$  происходит возбуждение состояний ядра  $^{32}\text{P}$ , повторяющих энергетический спектр состояний ядра  $^{32}\text{S}$ , но сдвинутых на  $\Delta = 5,3$  МэВ относительно последних, то можно получить значения энергии нейтронов в спектре от  $\mu^-$ -захвата.

Оценки кулоновского сдвига между состояниями  $^{32}\text{P}$  и  $^{32}\text{S}$  приводят к цифре 5,1 МэВ, что близко к 5,3 МэВ, используемой для наилучшего согласования наблюдаемого спектра нейтронов от  $\mu^-$ -захвата в  $^{32}\text{S}$  со спектром состояний гигантского дипольного резонанса в  $^{32}\text{S}$ .

Учет в теоретической работе\*\*\* разброса состояний начального и конечного ядра наряду с эффектом конфигурационного расщепления коллективных состояний  $^{32}\text{P}$  приводит в конечном счете к тому, что рассчитанный энергетический спектр нейтронов от мю-захвата в  $^{32}\text{S}$  совпадает по форме с тем, что получено в эксперименте<sup>3/</sup>. При таком описании находит свое объяснение широкий максимум в области 9-12 МэВ. Этот максимум связан с распадом высокоэнергетической ветви гигантского резонанса (обусловленной возбуждением нуклона из глубокой 1p-оболочки) на уровни той же природы дочернего ядра  $^{31}\text{P}$ .

Так как во всех ядрах с заполняемыми 1p и 2s - подоболочками как сама ветвь резонанса, так и дырочная компонента в дочернем ядре находятся приблизительно на том же месте, что и в ядре  $^{31}\text{P}$ , то наличие широкого максимума в спектре нейтронов в области энергии 9-12 МэВ должно носить общий характер для этой группы ядер. Действительно, такой широкий максимум наблюдается и в спектре нейтронов от мю-захвата в  $^{40}\text{Ca}$ .

\* Б.С.Долбидкин и др., ЯФ, 8, 1080 (1968).

\*\* Б.И.Горячев и др., ЯФ, 7, 1168 (1968).

\*\*\* Yu.I.Bely et al., Nucl.Phys. A204, 357 (1973); В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамян, "Поглощение мезонов атомными ядрами", М., Атомиздат (1978)

Составление схемы переходов для случая  $\mu$ -захвата в кальции стало возможным на основе комплекса экспериментов, выполненных нами<sup>/3/</sup> и позже в ЦЕРН\*, где также наблюдалась линейчатая структура в спектре нейтронов.

При сдвиге  $\Delta = 6,6$  МэВ спектр высоковозбужденных состояний  $^{40}\text{K}$  переходит в спектр состояний  $^{40}\text{Ca}$ , определенный на основании работ\*\*.

В заключение третьей главы обсуждается вопрос о том, какая информация о естественной ширине коллективных состояний может быть получена из данных по энергетическим спектрам нейтронов. Из наших данных<sup>/2,3/</sup> следует, что естественная ширина самой узкой линии не превышает 0,5 МэВ, а из данных работы\* — не превышает 0,3 МэВ. Эти предельные значения не противоречат основным положениям теории резонансного ядерного поглощения мюонов.

В четвертой главе описаны эксперименты по исследованию механизма распада коллективных состояний в тяжелых ядрах.

Основным положением теории резонансного ядерного поглощения мюонов является утверждение о том, что состояния промежуточного ядра являются простыми, типа  $1r1h$ . Вопрос о том, могут ли эти состояния изменить свою природу до распада, скажем, трансформироваться в состояния составного ядра, в резонансной теории  $\mu$ -захвата не изучался. Предполагалось, что в легких ядрах коллективные состояния должны в основном распадаться, не меняя своей природы.

То обстоятельство, что в случае  $\mu$ -захвата в  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ <sup>/2,3/</sup> линейчатый спектр наблюдался на подложке из сплошного спектра, а при  $\mu$ -захвате в  $^{208}\text{Pb}$ <sup>/3/</sup> спектр нейтронов имеет гладкий вид, дадо повод полагать<sup>/3/</sup>, что по мере увеличения массы ядра растет и вероятность трансформации первичных состояний в состояния составного ядра. Действительно, значение "температуры"  $T$  конечного ядра

\* U. Jahnke et al., Helv. Phys. Acta, 45, 49 (1972)

\*\* Б.С. Долбилкин и др., ЯФ, 8, 1080 (1968); Б.И. Горячев и др., ЯФ, 7, 1168 (1968);

(после испускания первого нейтрона), которое было получено при обработке энергетического спектра нейтронов из реакции  $\mu$ -захвата в  $^{208}\text{Pb}$ <sup>/3/</sup>, соответствует тому, что следовало бы ожидать на основе статистической теории.

Для решения вопроса о том, насколько общим является вывод, сделанный лишь на основании данных; полученных в реакции  $\mu$ -захвата в свинце, мы поставили специальные эксперименты по тщательному измерению с помощью одной и той же методики спектров нейтронов из реакций  $\mu$ -захвата и фотопоглощения в тяжелых элементах вблизи дважды магического ядра свинца.

Именно в этой области происходит резкое изменение величины параметра плотности ядерных уровней конечного ядра  $\alpha$  для реакций, заведомо идущих через образование составного ядра. Из вида спектра нейтронов можно, зная среднюю энергию возбуждения промежуточного ядра  $\bar{Q}$ , вычислить параметр  $\alpha$  и сравнить его с тем, что ожидается по статистической теории.

Расположение аппаратуры на пучке при измерении энергетических спектров нейтронов от  $\mu$ -захвата в  $\text{I}$ ,  $\text{Pb}$  и  $\text{Th}$  было таким же, как и для легких и средних ядер.

Полученные нами энергетические спектры нейтронов из реакции  $\mu$ -захвата в тяжелых элементах показаны на рис. 9, 10, 11. Для области спектра с  $E_n \leq 4,8$  МэВ получены следующие значения температур:  $T_{\text{I}} = 1,28 \pm 0,05$  МэВ,  $T_{\text{Pb}} = 1,15 \pm 0,20$  МэВ и  $T_{\text{Th}} = 1,46 \pm 0,06$ . Вклад нейтронов деления  $^{232}\text{Th}$  мюонами был пренебрежимо мал, т.к. вероятность деления  $\text{Th}$  мюонами около 2%\*.

Значение  $T_{\text{Pb}}$ , полученное нами, находится в хорошем согласии с полученными как до, так и после проведения наших экспериментов<sup>/3,7/</sup> (см. <sup>/6/</sup>).

На рис. 12 сравниваются значения параметра плотности ядерных уровней, полученные путем обработки данных  $\mu$ -захвата по статистической модели с теоретически вычисленными по этой же модели\*\*, но для целого ряда ядерных процессов, заведомо ею описываемых (экспериментальные данные группируются между двумя кривыми и не показаны на рис. 12). При таком представлении экспериментальных

\* Г.Е. Беловицкий и др., ЖЭТФ, 38, 404 (1960).

\*\* J.R. Huizenga, L.G. Moretto, LBL-662 (1972); D.W. Lang, N.P. 26, 434 (1961)



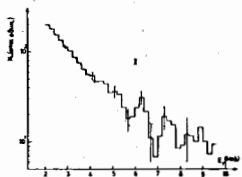


Рис.9. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{127}\text{I}$ .

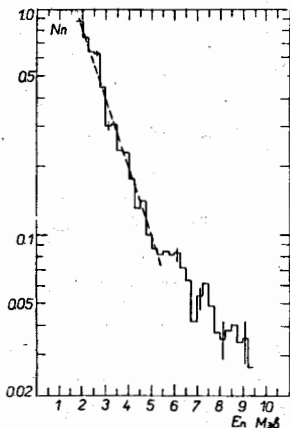


Рис.10. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в  $\text{Pb}$ .

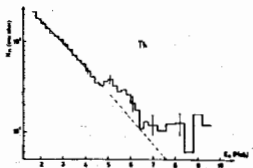


Рис.11. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{232}\text{Th}$ .

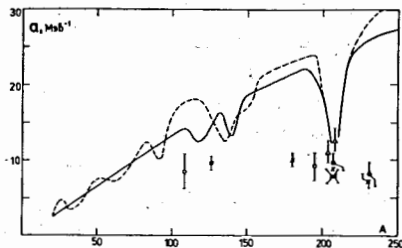


Рис.12.

Зависимость параметра плотности ядерных уровней  $\alpha$  от  $A$  ( $\square$  - данные работы D. E. Nagge USRL-10516 (1963),  $\nabla$  - данные работы /7/,  $\boxtimes$  - работа U. Jahnke et al.  $\boxdot$  - среднее из предыдущей работы и работы /3/); кривые - результаты расчетов по статистической теории (D. W. Lang, Nucl. Phys. 26, 434 (1961)); экспериментальные данные, полученные из реакций сильно взаимодействующих частиц, располагаются между сплошной и пунктирной линиями. /  $\boxtimes$  см. рис. 14/

результатов видно, что имеется несоответствие между данными по ядерному мю-захвату и предсказаниями статистической теории.

Несмотря на наличие некоторых указаний на слабую зависимость  $\alpha$  и  $T$  от  $A$  для реакции фотопоглощения, количественных данных для параметров  $\alpha$  и  $T$  в области  $A=208$  мы в литературе не нашли. Поэтому нами было проведено исследование спектров фотонейтронов с помощью той же аппаратуры, на которой измерялись спектры нейтронов из мю-захвата в тяжелых элементах.

Измерения проводились на бетатроне НИИЯФ МГУ с максимальной энергией гамма-квантов  $E_{\gamma}^{\text{max}} = 31$  МэВ. В качестве детек-

тора нейтронов использовался жидкий сцинтиллятор типа NE-213 (в стеклянном контейнере диаметром 30 мм, толщиной 20 мм) с фотомножителем АУР-56.

Спектры фотонейтронов из  $\text{Ta}$ ,  $\text{Pb}$ ,  $\text{Bi}$  и  $\text{Th}$  представлены на рис.13.

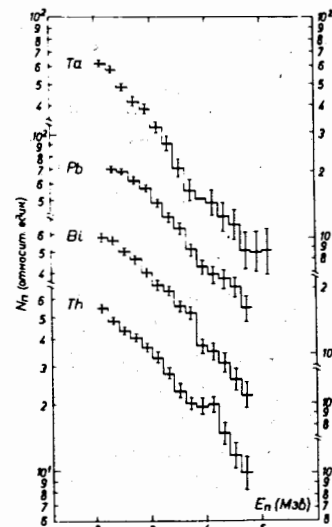


Рис.13. Энергетические спектры фотонейтронов /8/.

На рис.14 полученные нами значения параметра плотности ядерных уровней сравниваются с теоретическими кривыми.

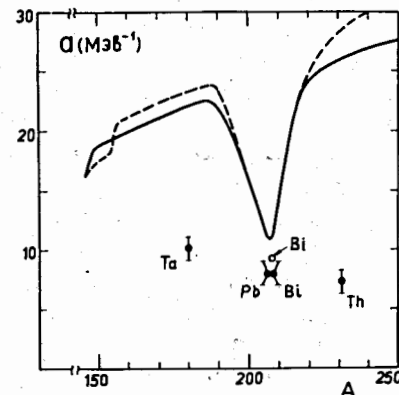


Рис.14. Зависимость параметра "а" от  $A$  из данных по спектрам фотонейтронов. Кривые те же, что и на рис.12,  $\nabla$  - данные работы /8/,  $\circ$  - значение, полученное нами на основе данных работы\*.

Полученные нами значения параметра плотности уровней "а" для реакций мю-захвата и фотопоглощения показывают, что для этих реакций в первом приближении вообще отсутствует зависимость от  $A$ . Если считать наличие общей линейной зависимости "а" от  $A$  с минимумом в области свинца признаком, свидетельствующим об образовании и распаде составного ядра, то по форме полученной нами зависимо-

\* F. T. Kuchnir et al., Phys. Rev. 161, 1236 (1967)

сти "а" от А (с учетом ошибок в "а") можно формально оценить верхний предел для вклада процесса с образованием составного ядра в реакциях ядерного мю-захвата и фотопоглощения, примерно равным 10% от полной вероятности этих реакций. Следовательно, коллективные состояния промежуточного ядра в основном (на 90%) существенно не изменяют своей природы до распада даже в самых тяжелых ядрах.

Отсутствие общего роста "а" с увеличением А и минимума функции  $a = f(A)$  для реакций мю-захвата и фотопоглощения означает, что либо состояния конечного ядра, участвующие в формировании спектра нейтронов из этих реакций, существенно менее подвержены влиянию оболочечных эффектов, чем, например, в случае реакции  $(n, n')$ , либо плотность этих состояний столь мала, что теряет смысл сам статистический подход к описанию энергетических спектров нейтронов из реакций мю-захвата и фотопоглощения.

Основное отличие между резонансной моделью ядерного мю-захвата и фотовозбуждения и представлениями статистической теории в вопросе о формировании нейтронного спектра можно сформулировать следующим образом. По статистической теории основной вклад дают переходы в область высоко расположенных связанных и квазисвязанных одночастичных состояний конечного ядра, характеризующую столь высокой плотностью состояний ( $\approx 10^7$ , МэВ<sup>-1</sup>), что переходы, перекрываясь, формируют максимум т.н. максвелловского спектра. По резонансной модели доминирующим способом распада для каждого коллективного частично-дырочного состояния является переход в соответствующее (в пределах одной оболочки) дырочное состояние конечного ядра. Как показывают расчеты\*, для реакции мю-захвата в  $^{32}\text{S}$  основной вклад в формирование нейтронного спектра дают переходы в низколежащие состояния, где плотность состояний на много порядков меньше, чем вблизи энергии связи нейтрона.

Наши экспериментальные данные по зависимости параметра плотности уровней от массового числа для реакций мю-захвата и фотопоглощения подтверждают справедливость картины формирования нейтронного спектра, предложенную резонансной теорией для легких и средних ядер, даже для самых тяжелых ядер.

\* Yu. I. Vely et al., N. P. A204, 357 (1973); В. В. Балашов, Г. Я. Коренман, Р. А. Эрамлян, "Поглощение мезонов атомными ядрами", М. Атомиздат (1978)

Наиболее существенные результаты, имеющие самое прямое отношение к механизму формирования спектров фотонейтронов из тяжелых ядер, были получены позже в работе\*, где в условиях высокого энергетического разрешения измерены спектры фотонейтронов из  $^{208}\text{Pb}$  и тонкая структура сечения фотопоглощения при максимальной энергии тормозного спектра от 8,8 до 12,5 МэВ.

Главным, на наш взгляд, результатом этой работы, не отмеченным самими авторами, является демонстрация того, что спектр фотонейтронов при малых энергиях возбуждения (здесь это лучше видно) состоит только из отдельных линий без заметного вклада какого-либо плавного спектра. При энергиях возбуждения  $Q \approx 2-13$  МэВ спектры нейтронов из реакции  $(n, n')$ \*\* имеют явно выраженный максвелловский характер с температурой  $T \approx 0,8$  МэВ, что соответствует, как уже было отмечено, плотности уровней (или плотности переходов) в области максимума испарительного спектра ( $E_n^{\text{max}} = T$ )  $\rho \approx 10^7$  МэВ<sup>-1</sup>. Для спектра фотонейтронов\* плотность переходов в области ожидаемого максимума испарительного спектра — всего лишь  $10+12$  МэВ<sup>-1</sup>, причем доказано\*, что эти линии соответствуют переходам в основное и несколько первых возбуждаемых состояний конечного ядра  $^{207}\text{Pb}$ .

Таким образом, результаты работ\* полностью подтверждают выводы наших работ<sup>3,8/</sup> относительно малого вклада процесса, ведущего к образованию составного ядра в реакциях мю-захвата, и фотопоглощения во всех ядрах, включая самые тяжелые.

В пятой главе изложены результаты измерения углового распределения нейтронов низких и средних энергий, из реакции мю-захвата в  $^{32}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ <sup>9/</sup>, предпринятые для проверки предсказаний резонансной модели. Нейтроны регистрировались в кристалле стибьена диаметром и толщиной по 70 мм, соединенном с ФЭУ-52 без световода. Интервал измерений следующий: 2-17 МэВ для Ca и 2,5-10 МэВ для S.

\* N. K. Sherman et al., P. R. L. 35, 1215 (1975)

\*\* K. Tsukuda et al., N. P. 78, 369 (1966)

Мишени из плавленной  $S$  и металлического  $Ca$  имели размеры  $10 \times 10 \text{ см}^2$  и толщину соответственно 16 и  $10 \text{ г/см}^2$  в направлении кристалла стибьбена.

Угловое распределение нейтронов измерялось методом прецессии спина мюона в поперечном магнитном поле.

На рис. 15 и 16 приведена зависимость измеряемого коэффициента асимметрии  $V_p$  от энергии протонов отдачи для реакции мю-захвата соответственно в  $Ca$  и  $S$ .

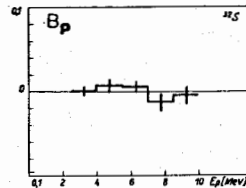
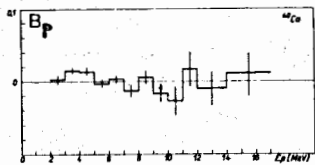


Рис. 15. Зависимость измеряемого коэффициента асимметрии  $V_p$  от  $E_p$  для реакции мю-захвата в  $^{40}Ca$ .

Рис. 16. Зависимость  $V_p$  от  $E_p$  для реакции мю-захвата в  $^{32}S$ .

Ширина интервала энергий  $E_p$  для  $Ca$  равна 1 МэВ в области  $E_p = 2-13 \text{ МэВ}$ , 2 МэВ и 3 МэВ для двух последних точек с  $E_p = 13,0 \text{ МэВ}$  и  $14,75 \text{ МэВ}$ . Для  $S$  ширина интервала во всем диапазоне  $E_p = 1,5 \text{ МэВ}$ . Средневзвешенное (с учетом аппаратурного спектра протонов отдачи) значение величины  $V_p$  для всего диапазона равно  $V = +(0,0073 \pm 0,0024)$  для  $Ca$  и  $V = +(0,0019 \pm 0,0032)$  для  $S$ .

С учетом величины остаточной поляризации  $P_\mu$ , которая измерялась по электронам распада (в условиях регистрации гамма-пика в спектре  $\gamma$ - $n$ -разделения и наличия быстрых совпадений импульсов нейтронного детектора и счетчика № 4), получаются следующие значения коэффициента асимметрии  $V$ , приведенные к 100% поляризации  $\mu^-$ -мезонов:  $V/P_\mu = +(0,035 \pm 0,011)$  для  $Ca$  и  $V/P_\mu = +(0,015 \pm 0,025)$  для  $S$ . Эти величины можно непосредственно сравнить с данными работ\* для  $S$ , поскольку вкладом нейтронов очень высоких энергий в нашем случае и для указанных работ можно пренебречь.

Результаты данного эксперимента на существенно более высоком уровне статистической точности не подтверждают вывода работ\* о наблюдении значительной отрицательной асимметрии в вылете нейтронов при мю-захвате в  $^{32}S$ .

Полученные нами результаты не противоречат резонансной модели ядерного мю-захвата, поскольку она предсказывает\*\* нулевое значение коэффициента асимметрии при усреднении по большому интервалу энергии нейтронов (или протонов отдачи). Имеется указание и на существование флуктуаций в значении коэффициента асимметрии<sup>9/</sup> для  $Ca$ : в интервале 3-5 МэВ наблюдается область асимметрии положительного знака. Полученные нами результаты не противоречат данным работ\*\*\*, поскольку последние относятся к нейтронам высоких энергий.

Шестая глава диссертации содержит описание эксперимента<sup>10,11/</sup> по измерению вероятности деления плутония-239 мюонами.

Так как энергия  $2P-1s$  перехода мю-мезона в  $^{239}Pu$  больше порога деления и энергии связи последнего нейтрона, то при безрадиационном переходе возможны следующие процессы: 1) испускание  $\gamma$ -квантов, 2) вылет нейтрона и 3) деление. Эти процессы, происходящие в течение очень короткого времени по сравнению с временем жизни мю-мезона и не сопровождающиеся его гибелью, называют мгновенными, а процессы, которые следуют после захвата мю-мезона ядром, называют задержанными, или мю-захватами.

Если в результате безрадиационного перехода произошло испускание нейтрона или гамма-кванта, то мю-мезон захватывается соответственно ядром  $^{238}Pu$  или  $^{239}Pu$ , а если произошло деление, мезон либо остается на одном из осколков, либо происходит реэмиссия, т.е. мезон становится свободным, вновь захватывается ядром  $^{239}Pu$ , и картина повторяется.

\* A. Astbury et al., P.R.L., 3, 476 (1959); preprint (1962); V. Telegdi, Proc. of the 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Phys. at Rochester p. 713 (1960)

\*\* V. V. Balashov et al., Proc. III Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct. Plenum Press. N-Y-L, p. 174 (1970)

\*\*\* В. С. Евсеев и др., ЯФ, 4, 342 (1966); Phys. Lett. 6, 332 (1963)

\* A. Astbury et al. P.R.L., 3, 476 (1959); preprint (1962); V. Telegdi, Proc. of the 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, p. 713 (1960)

Вероятность деления ядер при мю-захвате может быть вычислена, если известна функция возбуждения ядра (которую легко сконструировать на основании данных по распределению вылета разного числа нейтронов при мю-захвате) и зависимость относительной вероятности деления от энергии возбуждения. Такой способ расчета свободен от модельных представлений так же, как и способы расчета средней энергии возбуждения ядра при мю-захвате (см. /8/). Однако относительная вероятность деления различна, например, для деления нейтронами и гамма-квантами. Поэтому сравнение измеренной на опыте вероятности деления при мю-захвате с рассчитанной, исходя из данных по делению нейтронами и гамма-квантами, может дать независимую информацию о том, какому из этих процессов деление при мю-захвате ближе.

Использование для определения вероятности деления методики, связанной с регистрацией нейтронов, дает ряд существенных преимуществ по сравнению с методами регистрации осколков деления. В случае использования нейтронов полностью отсутствует проблема определения числа остановок мюонов в мишени, т.к. она может быть достаточно массивной; нет также проблем, связанных с большой загрузкой альфа-частицами. Экспериментальный материал набирается быстро, методика восстановления энергетических нейтронных спектров из аппаратурных спектров протонов отдачи хорошо разработана и проверена.

В настоящем эксперименте измерены спектры нейтронов от безрадиационных переходов в  $^{239}\text{Pu}$  и от мю-захвата в  $^{239}\text{Pu}$  в интервале энергии 2,4–10 МэВ и выход нейтронов  $\Delta n$  (мгновенные + захватные) на один акт остановки мю-мезона в интервале 2,6–8,6 МэВ. Экспериментальная установка описана в главе IV.

Временное распределение для энергии протонов отдачи  $E_p=3,1$  МэВ и мишеней из  $\text{Pu}$ ,  $\text{Cd}$ ,  $\text{Bi}$  показано на рис.17. С помощью метода наименьших квадратов разделены мгновенная и задержанная компоненты временного спектра. В дальнейшем значения интегралов под этими участками спектров использовались для построения аппаратурного и энергетического спектра протонов отдачи и затем - для получения энергетического спектра мгновенных и задержанных нейтронов по методике, описанной в главе II.

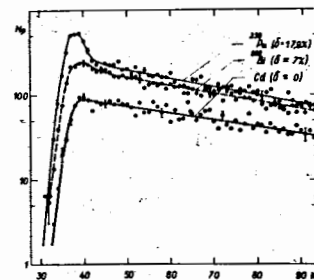


Рис.17. Распределение во времени импульсов нейтронного детектора для  $^{239}\text{Pu}$  в сравнении с распределением для мишеней из  $^{209}\text{Bi}$  и  $\text{Cd}$ .

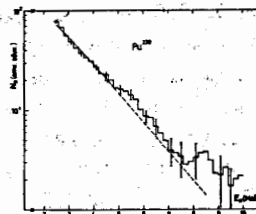


Рис.18. Энергетический спектр нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{239}\text{Pu}$ .

параметра  $T_{\text{дел}}$  ("температура") получено значение  $1,29 \pm 0,04$ .

Измеренный суммарный выход нейтронов на одну остановку мюона в  $^{239}\text{Pu}$  и в интервале энергии 2,6–8,6 МэВ составляет  $\Delta n = 1,15 \pm 0,11$ . При этом учтен эффект вторичных делений, вызываемых нейтронами в толстой мишени  $^{239}\text{Pu}$ . Так как известно отношение мгновенных ней-

Перед началом измерений с  $\text{Pu}$  было получено временное распределение импульсов нейтронного детектора при остановке мюонов в  $\text{Bi}$ ; в течение всего эксперимента периодически проводились измерения с мишенью из  $\text{Cd}$ . Для  $\text{Bi}$  отношение  $\delta$  интегралов под пиком мгновенных нейтронов и под кривой задержанных совпадений получается равным  $\delta_{\text{Bi}} \approx 7\%$  в соответствии с полученным в работе\* значением относительной вероятности испускания линейчатого спектра нейтронов от безрадиационных переходов. Мишень из  $\text{Cd}$  использовалась для контроля за примесью отрицательных пионов в чистом мюонном пучке, поскольку вылет нейтронов при безрадиационных переходах в мезоатоме  $\text{Cd}$  энергетически запрещен. Из данных, приведенных на рис.17, видно, что для мишени из  $\text{Cd}$   $\delta_{\text{Cd}} \approx 0$ .

Энергетический спектр нейтронов от мю-захвата в  $^{239}\text{Pu}$  показан на рис.18. Спектр мгновенных нейтронов характеризуется тем же наклоном и поэтому одним и тем же  $\delta_{\text{Pu}} = 0,16 \pm 0,02$ , которое в этих условиях равно отношению выхода мгновенных нейтронов к выходу задержанных. Для

\* D. Kessler et al., Proc. III Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct. Plenum Press, N-Y-L, p.144 (1970)

тронов к задержанным  $\delta_{Pu} = \Delta n_{MГ} / \Delta n_{зад.}$ , равное  $0,16 \pm 0,02^{/10/}$ , то можно определить количество мгновенных и задержанных нейтронов:  $\Delta n_{MГ.} = 0,16 \pm 0,03$ ,  $\Delta n_{зад.} = 0,99 \pm 0,12$ .

Учитывая, что среднее число нейтронов на один акт деления  $\bar{\nu}$  плутония при энергии возбуждения  $Q \approx 18$  МэВ  $\bar{\nu} = 2,92 \pm 0,12^*$ , мы получим для величины  $\bar{\nu}$  на участке спектра нейтронов 2,6–8,6 МэВ значение  $\Delta \bar{\nu} = 0,775 \pm 0,035$ .

Вероятность безрадиационного и задержанного деления после остановки мюона в  $^{239}Pu$ :  $W_{бр.дел.} = \Delta n_{MГ} / \Delta \bar{\nu} = 0,21 \pm 0,04$ ;  $W_{зад.дел.} = W_{бр.дел.} / \lambda'$ , где  $\lambda'$  – отношение мгновенных делений к задержанным – было измерено ранее на камере деления\*\* и составляет  $0,28 \pm 0,04$ . Тогда  $W_{зад.дел.} = 0,74 \pm 0,18$ .

Вероятность мгновенного деления составляет 21%, следовательно, в 79% мю-мезон захватывается в  $^{239}Pu$ , и на один акт остановки приходится 0,74 задержанных делений, откуда вероятность задержанного деления на один акт захвата  $0,74 \pm 0,18 / 0,79 \pm 0,04 = 0,94 \pm 0,23$  в предположении, что вероятность реэмиссии мю-мезонов равна нулю. Если предположить, что после мгновенного деления мю-мезон с вероятностью 100% вновь захватывается другим ядром  $^{239}Pu$ , то для вероятности задержанных делений на акт захвата получим значение  $0,74 \pm 0,18$ . Таким образом, вероятность задержанного деления на акт захвата может меняться в пределах  $0,74 \pm 0,18 \leq W_{зад.дел.} \leq 0,94 \pm 0,23$ .

Недавно были выполнены практически безмодельные расчеты\*\*\* вероятности деления урана и плутония при мю-захвате по схеме, изложенной в начале этой главы. Если для относительной вероятности деления использовать экспериментальные данные по делению нейтронами, то рассчитанная вероятность деления  $^{239}Pu$  при мю-захвате получается равной  $0,29 \pm 0,06$ , а если использовать данные по фотоделению, то  $0,49 \pm 0,12$ . Последнее значение лучше соответствует полученному в эксперименте  $0,74 \pm 0,18$ .

\* Н.И.Крошин, Ю.С.Замятин, Атомная энергия, 29, 95 (1970).

\*\* A. Buta et al., Revue Roumaine de Phys. 16, 215 (1971)

\*\*\* J. Haderman, K. Junker., N. P. A256, 521 (1976)

В работе\* рассчитано также значение вероятности деления  $^{238}Pu$ , равное 0,12 и хорошо согласующееся с измеренным в работе\*\* и равным  $0,15 \pm 0,03$ .

Следовательно, и в процессе деления прослеживается аналогия между ядерными реакциями мю-захвата и фотопоглощения.

В заключении диссертации подчеркивается, что экспериментальное обоснование теории резонансного ядерного поглощения мюонов поставило на прочную основу не только всю физику ядерного мю-захвата, но и целый ряд других процессов, ведущих к образованию простых коллективных степеней свободы, и позволило установить, что возбуждение гигантских резонансов в процессах с участием элементарных частиц является универсальным свойством ядра и связано с особой формой коллективного движения ядерной материи<sup>/12/</sup>.

С позиций этой теории должны быть пересмотрены все ранее изучавшиеся эффекты в физике ядерного мю-захвата.

#### В ы в о д н.

1. Разработана и впервые\*\*\* в опытах по мю-захвату использована методика прецизионной нейтронной спектроскопии высокого разрешения с использованием водородсодержащих органических сцинтилляторов.

2. Измерены энергетические спектры нейтронов из реакции поглощения мюонов ядрами  $^{16}O$ ,  $^{32}S$  и  $^{40}Ca$  в интервале 1,5–14,0 МэВ. В спектрах нейтронов обнаружена линейчатая структура, т.е. получено прямое и непосредственное доказательство справедливости основных положений теории резонансного поглощения мюонов ядрами<sup>/12/</sup>.

3. Показано, что коллективные квазистационарные состояния промежуточного ядра  $(A, Z-1)$ , возбуждаемые в реакции ядерного мю-захвата, являются изотопическими аналогами состояний гигантского дипольного резонанса, возбуждаемого в ядре-мишени  $(A, Z)$ ; получено количественное подтверждение расчетов положения квазистационарных уровней в ядре  $^{16}N$  на основе теории резонансного поглощения с точностью в несколько десятых долей МэВ (при энергии состояний  $\approx 20$  МэВ).

\* J. Haderman, K. Junker, N. P. A256, 521 (1976)

\*\* P. Baertschi et al., N. P. A294, 369 (1978)

\*\*\* Все экспериментальные результаты диссертации получены впервые, выводы сделаны также впервые.

4. Измерены значения абсолютного выхода нейтронов на один акт мю-захвата в  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ . Значение выхода нейтронов в  $^{16}\text{O}$  ( $W_{\text{эксп.}} = 0,53 \pm 0,07$  в интервале энергии нейтронов  $2,5 \pm 7,5$  МэВ) согласуется с расчетами на основе теории резонансного ядерного поглощения мюонов ( $W_{\text{теор.}} = 0,68$  в том же энергетическом диапазоне) и является независимым доказательством ее справедливости.

5. Определен верхний предел для естественной ширины коллективных квазистационарных состояний, возбуждаемых в реакции ядерного мю-захвата, равный примерно 0,5 МэВ; это предельное значение не противоречит предсказаниям теории резонансного ядерного поглощения мюонов.

6. Измерены энергетические спектры нейтронов из реакций мю-захвата в  $^{127}\text{I}$ ,  $\text{Pb}$  и  $^{232}\text{Th}$  в интервале энергий нейтронов  $1,5 \pm 9$  МэВ и из реакции фотопоглощения в  $^{181}\text{Ta}$ ,  $\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{232}\text{Th}$  в интервале энергии нейтронов  $2 \pm 5$  МэВ. На основе данных по спектрам нейтронов вычислены значения параметра плотности уровней и показано, что для реакции мю-захвата и фотопоглощения отсутствует резкая зависимость параметра плотности от массового числа в области свинца, характерная для ядерных реакций, протекающих с образованием составного ядра.

7. Совместный анализ экспериментальных данных по спектрам нейтронов из реакций мю-захвата и фотопоглощения позволяет сделать вывод о том, что природа коллективных квазистационарных состояний существенно не меняется до их распада даже в самых тяжелых ядрах, и что в этих реакциях не происходит заметного образования составного ядра.

8. Измерено угловое распределение протонов отдачи для нейтронов из реакции мю-захвата в  $^{32}\text{S}$  (интервал энергии протонов отдачи  $2,5 \pm 10$  МэВ) и в  $^{40}\text{Ca}$  (интервал  $2 \pm 17$  МэВ). Показано, что значения коэффициента асимметрии в угловом распределении нейтронов низких и средних энергий близки к нулю; этот вывод находится в согласии с предсказанием теории резонансного ядерного поглощения мюонов.

9. С помощью новой методики измерены энергетические спектры мгновенных и задержанных нейтронов при остановке мюонов в мишени

из  $^{239}\text{Pu}$  и определены абсолютные вероятности деления  $^{239}\text{Pu}$  при мю-захвате на одну остановку мюона ( $W = 0,74 \pm 0,18$ ) и  $^{239}\text{Pu}$  при безрадиационных переходах ( $W = 0,21 \pm 0,04$ ). Полученные значения находятся в согласии с расчетами, опирающимися на аналогию процессов мю-захвата и фотозвуждения.

#### Литература

1. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов, ОИЯИ, Р13-6053, Дубна, 1971;
2. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов, ОИЯИ, Д15-4088, Дубна, 1968; *Phys.Lett*, **28B**, 553 (1969);
3. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, В.С.Роганов, ОИЯИ, Р1-6051, Дубна, 1971; *ЯФ*, **15**, 1154 (1972); *Proc. III Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure*, Plenum Press, N-Y-L, 157 (1970)
4. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Т.Н.Мамедов, В.С.Роганов, ОИЯИ, Р15-5524, Дубна, 1970; *ЯФ*, **14**, 624 (1971);
5. В.С.Евсеев, В.С.Роганов, ОИЯИ, Р1-6814, Дубна (1972); *ЯФ*, **17**, 1012 (1973).
6. В.С.Евсеев "Физика ядерного мю-захвата" (эксперимент) в трудах IX международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1972, стр.475.
7. В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, ОИЯИ, Р1-7115, Дубна, 1973; *ЯФ*, **18**, 968 (1973).
8. В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, О.В.Селюгин, ОИЯИ, Р1-7962, Дубна (1974); *ЯФ*, **21**, 245 (1975);
9. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, А.А.Николина, В.С.Роганов, ОИЯИ, Р1-6029, Дубна (1971); *ЯФ*, **15**, 939 (1972);
10. V.S. Evseev, T. Kozłowski, T. N. Mamedov, V. S. Roganov, Z. Sujkowski, J. Wojtkowska, A. Zglinski., *Proc. Int. Conf. on Photoneuclear React. and Applications*, Avilomar, USA, March 26-30 (1973) 5D4.
11. В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, ОИЯИ, Р1-7443, Дубна, 1973; *ЯФ*, **19**, 1222 (1974);
12. В.В.Балашов, В.Б.Беллев, И.Войтковска, В.С.Евсеев, Н.М.Кабачник, Т.Козловски, В.С.Роганов, Р.А.Эрамян.  
Открытие явления резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами, диплом № 173. Бюллетень ОИЯИ, (1976), № 37, стр. 3.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 декабря 1978 года.