

В.С. Евсеев

2717

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
ОТ μ^- -ЗАХВАТА В ЯДРАХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

В.С. Евсеев

2717

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
ОТ μ^- -ЗАХВАТА В ЯДРАХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Впервые в работе И.С. Шапиро, Л.Д. Блохинцева, Э.И. Долинского^{/1/} было показано, что исследование углового распределения нейтронов, образующихся в реакции поглощения поляризованных μ^- -мезонов ядрами

$$\mu^- + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A-1) + n + \nu \quad (1)$$

может дать ценную информацию о несохранении четности и константах связи в элементарном процессе поглощения μ^- -мезонов свободными протонами

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu. \quad (2)$$

После опубликования работы^{/1/} и других ранних теоретических работ на эту тему^{/2-10/} была обнаружена асимметрия в угловом распределении нейтронов от μ^- -захвата в различных ядрах^{/11-15/}. Уже эти первые эксперименты, выполненные с нейтронами низкой энергии, явились доказательством несохранения пространственной четности в μ^- -захвате.

Дальнейшие исследования^{/16-21/} показали, что асимметрия растет с ростом энергии нейтронов E и достигает при $E = 50$ Мэв своего предельного значения. Такое большое значение асимметрии противоречит расчетам^{/7,22-24/} на основе теории универсального слабого взаимодействия.

Диссертация написана на материале экспериментального исследования углового распределения нейтронов от поглощения оставшихся поляризованных μ^- -мезонов ядрами кальция и серы. Эти исследования были выполнены в 1959-1965 г.г. на пучках μ^- -мезонов синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения.

В первой главе излагаются современные теоретические представления о механизме ядерного μ^- -захвата и предсказания теории μ^- -захвата относительно углового распределения нейтронов.

Во второй главе описывается экспериментальная установка, детекторы электронов от μ^- -распада и нейтронов и блок-схема электронной аппаратуры.

Третья глава построена на описании методов исследования углового распределения нейтронов и электронов μ^- -распада, процедуры измерений и обработки информации. В этой главе приводятся основные результаты экспериментов.

Обсуждение результатов с точки зрения теории универсального слабого взаимодействия и физики ядерного μ^- -захвата дается в четвертой главе.

В Заключении изложены основные выводы диссертации.

В Приложении освещаются некоторые вопросы, связанные с работой нейтронного детектора и определением спектра нейтронов.

Материалы диссертации обсуждались на международных конференциях по физике высоких энергий в Женеве (1962 г.) и Дубне (1964 г.) и опубликованы — в статьях /14,15,16,20,21,23,25/.

Ниже кратко излагается содержание диссертации.

1. Теоретические представления о процессе поглощения поляризованных μ^- -мезонов ядрами

Реакция (2) поглощения отрицательного мюона свободным протоном так же как и слабые распады странных частиц, β -распад нейтрона и μ^- -распад относится к процессам слабого взаимодействия, характеризующимся константой $G_w = 10^{-49}$ эрг.см³.

То обстоятельство, что эта константа имеет приблизительно одинаковое значение для перечисленных выше процессов, было установлено сравнительно давно /26/. Однако ввиду большого разнообразия типов связи между четырьмя фермионами, допускаемого принципами инвариантности даже для локального взаимодействия, установление конкретных вариантов взаимодействия было до последнего времени делом очень сложным.

Открытие несохранения пространственной четности в 1957 г. привело к созданию так называемой теории универсального взаимодействия Ферми (УВФ) /27/, сформулированной в основном Гелл-Манном, Фейнманом, Ландау, Маршаком, Саламом и Сударшаном. Эта теория является обобщением (с учетом несохранения четности) теории β -распада Ферми на все слабые взаимодействия.

Теория УВФ получила блестящее подтверждение в ряде экспериментов по β -распаду и μ^- -распаду /28/. Ее пригодность для количественного описания реакции (1) или

(2) является в настоящее время предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований.

Теория поглощения μ^- -мезона свободным протоном или в ядре строится на основе теории УВФ. Методом теории возмущений с помощью некоторого эффективного гамильтониана, в качестве которого чаще всего используется гамильтониан, предложенный Фужии и Примаковым /7,28/, можно вычислять различные эффекты в μ^- -захвате. Этот эффективный гамильтониан написан в нерелятивистском приближении по мезону и нуклонам в предположении, что нуклоны в ядре не взаимодействуют друг с другом.

Угловое распределение нейтронов прямого процесса /8,8/, испускаемых при поглощении поляризованных μ^- -мезонов ядрами с нулевым спином, имеет вид

$$N_n(E, \theta) = 1 + V(E) \mathcal{P}_\mu \cos \theta, \quad (3)$$

$$V(E) = V_n(E) \cdot P_n(E),$$

где E — энергия нейтрона, \mathcal{P}_μ — остаточная поляризация μ^- -мезонов в К-состоянии мезоатома, θ — угол между спином μ^- -мезона и импульсом нейтрона, $V_n(E)$ — коэффициент асимметрии.

Исходя только из теории УВФ и вида эффективного гамильтониана, получаем следующее выражение для коэффициента асимметрии /7,8,10,24/:

$$V_n(E) = \frac{(M_F)^2 G_V^2 - 2(M_{G.T.})^2 G_A^2 + (M_{G.T.}')^2 (G_P - G_A)^2}{(M_F')^2 G_V^2 + 2(M_{G.T.}')^2 G_A^2 + (M_{G.T.}')^2 (G_P - G_A)^2}, \quad (4)$$

где M_F , M_F' , $M_{G.T.}$ и $M_{G.T.}'$ — матричные элементы для фермиевского (два первых) и гамов-теллеровского переходов, которые могут быть вычислены только при использовании какой-либо конкретной модели ядра, G_V , G_A , G_P — эффективные константы связи /28/:

$$G_V = g_V(1 + \gamma) + g_S$$

$$G_A = g_A - (g_V + g_M)\gamma$$

$$G_P = (g_P + g_T - g_V - g_A - g_M)\gamma \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{P_V}{2M}$$

P_V — импульс нейтрино, M — масса нуклона, g_V , g_A , g_M , g_P , g_S , g_T — константы связи, соответственно, для векторного взаимодействия, аксиально-векторного взаимодействия, слабого магнетизма, индуцированного псевдоскалярного, скалярного и тензорного вариантов взаимодействия.

Если считать, что $|M_F| = |M_{G.T.}|$ (а такое приближение делается в большинстве теоретических работ ^{/1-10/}), то возможна факторизация

$$V_n(E) = a(E)\beta(E), \quad (6)$$

где

$$a(E) = \frac{G_V^2 - 2G_A^2 + (G_P - G_A)^2}{G_V^2 + 2G_A^2 + (G_P - G_A)^2} \quad (7)$$

и

$$\beta(E) = \left(\frac{M_F}{M'_F} \right)^2 = \left(\frac{M_{G.T.}}{M'_{G.T.}} \right)^2 \quad (8)$$

При значениях констант (в единицах $g_V^{(\beta)}$ - константы векторного взаимодействия в β -распаде), полученных из теории УВФ и на основе некоторых дополнительных соображений ^{/7/}

$$\begin{aligned} g_V &= 0,97 \\ g_A &= -1,19 \\ g_P &= -8,4 (g_P/g_A = 7) \\ g_M &= 3,60 \\ g_S &= g_T = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

получаются значения функции $a(E)$, приведенные на рис. 1. Кривая 1 следует из формулы (7) при использовании эффективных констант (5), полученных в пренебрежении релятивистскими (по нуклонам) членами в эффективном гамильтониане; для вычисления кривой 2 использовались значения эффективных констант

$$\begin{aligned} G_V &= g_V(1 + \lambda) + g_S \\ G_P &= (g_P + g_T - g_V - g_M)\gamma - \lambda g_A \end{aligned} \quad (10)$$

($\lambda = \frac{P_V + 2P_F}{2M}$, P_F - граничный импульс Ферми), полученные при учете этих членов в работе ^{/24/}.

Вид функции $\beta(E)$ вычислялся в работах ^{/1-10/} с использованием различных моделей ядра. По определению $|\beta(E)| \leq 1$. Формально $\beta(E)$ есть средний косинус угла между P_n и P_p , а физический смысл этой функции состоит в том ^{/8,8/}, что с ее помощью определяется уменьшение коэффициента асимметрии $V_n(E)$ вследствие движения протонов в ядре и взаимодействия нейтронов с ядром в конечном состоянии.

Если имеет место условие факторизации (6), то измеренные на опыте значения функции $V_n(E)$ не должны превышать значений $a(E)$, приведенных на рис. 1.

Согласно современным представлениям, часть нейтронов при ядерном μ^- -захвате испускается за счет распада коллективных состояний; эти нейтроны имеют характерный "испарительный" спектр и симметричное угловое распределение. Если регистрировать нейтроны с энергией $E \geq (7-10)$ Мэв, то вкладом "испарительных" нейтронов можно пренебречь ^{/8,8,20/}.

2. Постановка эксперимента и методика

Основной целью экспериментов, на материале которых построена данная диссертация, явилось исследование углового распределения нейтронов, испускаемых при поглощении поляризованных μ^- -мезонов ядрами кальция и серы.

Аналогичный эксперимент на свободном протоне в настоящее время осуществить невозможно вследствие полной деполаризации μ^- -мезонов при остановке в водороде имеющем плотность, необходимую для изучения углового распределения ^{/30/}.

Помимо коэффициента асимметрии в угловом распределении нейтронов измерялась остаточная поляризация \mathcal{P}_μ μ^- -мезонов и спектр нейтронов от μ^- -захвата в кальции.

На первом этапе (1958-1962 г.г.) измерялся коэффициент асимметрии в угловом распределении нейтронов низкой энергии от μ^- -захвата в кальции. На втором этапе (1962-1964 г.г.) изучалась зависимость коэффициента асимметрии от энергии нейтронов при μ^- -захвате в кальции и спектр нейтронов. И, наконец, на третьем этапе (1964-1965 г.г.) измерялся коэффициент асимметрии для нейтронов высокой энергии от μ^- -захвата в сере.

Деление на этапы связано не только с изменением вещества мишени или интервала энергии нейтронов, но и с изменением аппаратуры и методики; это делалось, в частности, для того, чтобы исключить влияние аппаратурных эффектов на результаты. Разбиение на три этапа соответствует также решению различных физических задач. Так, на первом этапе в первую очередь ставилась задача обнаружить асимметрию и

проверить тем самым вывод теории УВФ о несохранении четности в μ^- -захвате. На втором этапе предполагалось исследовать зависимость $V_n(E)$ от E с тем, чтобы проверить вид функции $\beta(E)$. Основной задачей на третьем этапе была проверка на другом ядре (сере) существования аномально большой асимметрии, обнаруженной в опытах с кальцием.

Ввиду того, что условия вывода μ^- -пучка в течение 1959-1964 г.г. менялись, \mathcal{P}_μ измерялось на каждом из этапов.

Угловое распределение нейтронов исследовалось методом прецессии спина μ^- -мезона в магнитном поле ^{/31/}. Нейтроны регистрировались слоистым пороговым сцинтилляционным детектором ^{/25/}, нечувствительным к γ -квантам и релятивистским частицам.

Для определения остаточной поляризации \mathcal{P}_μ (также методом прецессии спина μ^- -мезона) измерялся коэффициент асимметрии в угловом распределении электронов распада. Электроны регистрировались телескопом из трех сцинтилляционных счетчиков с полиэтиленовыми фильтрами.

3. Измерения, обработка, результаты

Коэффициент асимметрии $V(E)$ в угловом распределении нейтронов измерялся

а) по счету нейтронов на некотором энергетическом пороге E_n в заданном интервале времени после остановки μ^- -мезона в мишени при двух, равных по величине, но противоположных по знаку, значениях поля прецессии;

б) путем измерения временных интервалов между импульсами от остановок μ^- -мезонов и нейтронного детектора (с одновременным измерением амплитуды нейтронного импульса) путем фотографирования этих импульсов с экрана осциллографа. В первом случае прямо измерялся интегральный коэффициент асимметрии $V(E_n)$ на пороге E_n , во втором случае коэффициент $V(E_n)$ получался при обработке распределения во времени нейтронных импульсов (относительно мезонного импульса) для разных амплитуд A :

$$N_i(t_i) = N_0 e^{-t_i/\tau} [1 + V \cos(\omega t_i + \delta)] + C, \quad (10')$$

где N_i - число нейтронных импульсов в i -м интервале времени, t_i - центр i -го интервала времени, ω - частота прецессии спина μ^- -мезона, δ - угол между направлением спина μ^- -мезона в момент его остановки и линией, соединяющей центр мишени с центром нейтронного детектора, N_0 - счет нейтронных импульсов в нуле времени, C - случайные совпадения.

Данные просмотра снимков обрабатывались двумя способами. Во-первых, обрабатывались все случаи с амплитудой A , большей некоторых значений A_k . Энергия протонов отдачи, соответствующая этим A_k , определяет пороги E_n для регистрации нейтронов. Во-вторых, весь рабочий диапазон A разбивался на интервалы ΔA_k и данные по каждому интервалу обрабатывались отдельно. В первом случае данные для разных E_n не являются статистически независимыми, во втором - они независимы.

Набор чисел N_0 , полученных при втором способе обработки для разных ΔE_n , есть дифференциальный спектр протонов отдачи, зарегистрированный в слоистом нейтронном детекторе.

Зная эффективность регистрации нейтронов в зависимости от E_n , а также спектр нейтронов, можно рассчитать среднюю энергию нейтронов \bar{E} для каждого порога E_n или для каждого интервала ΔE_n .

Данные обработки результатов исследования углового распределения нейтронов от μ^- -захвата в кальции ^{/20/} приведены в таблице 1.

В первых шести строках таблицы 1 приведены значения V и V/\mathcal{P}_μ для разных E_n . В строках с седьмой по девятую приведены независимые значения V и V/\mathcal{P}_μ для разных интервалов ΔE_n . Некоторые из кривых прецессии показаны на рис. 2.

В таблице III приведены результаты измерения V на пороге $E_n = (18 \pm 2) \text{ МэВ}$ при μ^- -захвате в сере; измерения выполнены одновременно как с помощью осциллографа, так и путем снятия кривой прецессии с помощью преобразователя ($T \rightarrow A$) интервалов времени в амплитуду при двух направлениях поля прецессии. Из данных таблицы III следует, что в пределах ошибок все четыре значения $|V|$ совпадают друг с другом. Кривая прецессии, показанная на рис. 3, представляет собой результат сложения двух кривых прецессии (с обращением по фазе одной из них), полученных с помощью осциллографа при двух направлениях поля прецессии.

В эксперименте на сере получено

$$\frac{V}{\mathcal{P}_\mu} = - \frac{0,109 \pm 0,028}{0,128 \pm 0,018} = - (0,85 \pm 0,24). \quad (11)$$

В таблице II приведены результаты измерения V/\mathcal{P}_μ и вычисления a в опытах на низких порогах E_n . Из данных этой таблицы можно сделать вывод о совпадении результатов измерения V/\mathcal{P}_μ (и вычисленных нами значений a) в работах ^{/11-15/}.

На рис. 4 приведены предельные кривые для спектра нейтронов, полученные нами при обработке дифференциального спектра протонов отдачи и спектр из работы ^{/32/}.

4. Обсуждение результатов

Сравнение полученного спектра нейтронов прямого процесса с теорией позволяет оценить область пригодности той или иной модели ядра. Большой вклад нейтронов высокой энергии не может быть объяснен моделью независимых частиц и для его интерпретации необходимо учитывать протяженный "хвост" импульсного распределения протонов в ядре, наличие которого следует из большого количества экспериментов^{/34/}. Модель оболочек дает хорошее согласие с экспериментом лишь при $E \lesssim 15$ Мэв.

Сравнение коридора для V_n / \mathcal{P}_μ (см. рис. 6) с расчетами по формуле (4) приводит к следующим пределам:

$$\begin{aligned} G_V^2 (M_F)^2 &\lesssim 0.15 (M_{G.T.})^2 G_A^2 \\ G_V^2 (M'_F)^2 &\lesssim 0.15 (M'_{G.T.})^2 G_A^2 \end{aligned} \quad (13)$$

$$60 \geq \varepsilon_P / \varepsilon_A \geq 45.$$

Если условие факторизации (6) не имеет места, то пределы (13) означают подавление фермиевских матричных элементов; если условие (6) считать верным, то из формулы (7) следуют пределы (при $\beta = 1$)

$$\begin{aligned} 60 &\geq \varepsilon_P / \varepsilon_A \geq 45 \\ \varepsilon_B &\geq 0.8. \end{aligned} \quad (14)$$

По-видимому, условия (14) не описывают всей совокупности экспериментальных данных в μ^- -захвате^{/35/} и поэтому должны считаться маловероятными. Нужно отметить, однако, что из анализа практически всех экспериментов в μ^- -захвате^{/35/} следует, что $\varepsilon_P / \varepsilon_A = (10-20)$. Такое значение ε_P можно объяснить, полагая, что ее оценки по дисперсионным соотношениям или с помощью полюсных диаграмм неверны, либо допуская нарушение G -четности в μ^- -захвате^{/23,35/}.

Согласно современным представлениям^{/34/} "хвост" в импульсном распределении протонов (a , следовательно, и нейтроны большой энергии от μ^- -захвата) обусловлен кинематическими корреляциями нуклонов. Рассмотрение влияния таких корреляций на угловое распределение нейтронов показывает, что объяснить $V_n = -1$ при больших E с их помощью пока не удается.

Ввиду того, что во взаимодействие нуклонов при их тесном сближении большой вклад может давать обмен тяжелыми частицами, а нейтроны высокой энергии обусловлены, по-видимому, μ^- -захватом именно на таких нуклонах, следует особое внимание

На рис. 5 в графической форме приведена зависимость $\frac{V}{\mathcal{P}_\mu}$ для случая μ^- -захвата в кальции и в сере по результатам разных работ.

Сшивание нашего спектра нейтронов со спектром из работы^{/32/} (рис. 4) позволяет определить вклад нейтронов с энергией $E \geq 20$ Мэв по отношению ко всем нейтронам: $0,23 \pm 0,09$.

Знание зависимости V/\mathcal{P}_μ от E_n позволяет получить коридор значений для величины V_n при различных E . Этот коридор приведен на рис. 6, где пунктирной линией изображен интервал, получающийся при использовании формы нейтронного спектра 1 (рис. 4), а точками — для спектра вида 2. Сплошной линией изображен сглаженный интервал, который и использовался (см. ниже) для вычисления коридора для функции $a(E)$.

Путем разделения спектров "испарительного" и спектра нейтронов прямого процесса в суммарном спектре из работы^{/32/} (рис. 4) получена форма спектра нейтронов прямого процесса и вклад этого спектра в суммарный спектр; из этих данных вычислен коэффициент $P_n(E) = \frac{N_{np}}{N_{np} + N_{исп}}$ (где N_{np} и $N_{исп}$ — число нейтронов прямого процесса и испарительных), учитывающий изотропный вклад нейтронов "испарения". Путем нормировки спектра из работы^{/32/} с помощью наших данных о спектре нейтронов с $E \geq 7$ Мэв и данных о вылете разного количества нейтронов на один акт μ^- -захвата^{/33/} получена абсолютная вероятность вылета нейтронов прямого процесса в предположении о том, что максимум в этом спектре расположен при $E = (3,5-5,5)$ Мэв, т.е. там, где он получается из расчетов^{/8,8,10/}. На рис. 7 приведен полученный таким образом спектр нейтронов прямого процесса; заштрихованная область соответствует погрешности, связанной с ошибками в нормировке и интервалом (3,5-5,5) Мэв для расположения максимума этого спектра, а пунктирной линией изображен спектр, полученный из расчетов по модели оболочек^{/6/}. Если не ограничивать положение максимума со стороны малой энергии, то можно дать лишь нижний предел для спектра и с ним сравнивать пунктирную кривую.

Из совокупности результатов работ^{/20,32,33/} следует, что вероятность вылета нейтронов прямого процесса по отношению к полной вероятности μ^- -захвата в кальции составляет $0,33 \pm 0,08$.

Если условие факторизации (6) выполняется, то можно получить пределы для $a(E)$ по формуле

$$a(E) = \frac{V(E)}{P_n(E) \beta(E) \mathcal{P}_\mu} \quad (12)$$

Функция $\beta(E)$ берется при малых E из работы^{/6/}, а при больших E выбирается стремящейся к -1 с ростом E в соответствии с зависимостью V/\mathcal{P}_μ от E (рис. 5). Тогда интервал для $a(E)$ имеет вид, изображенный на рис. 8.

уделять рассмотрению диаграмм типа той, что представлена на рис. 9 (а). Эта диаграмма, рассмотренная в применении к β -распаду, дает неожиданно большой вклад; диаграмма б) дает вклад $\approx 1\%$ в полную вероятность μ^- -захвата в кальции, но в области $E > 20$ Мэв вклад ее сильно возрастает.

Основные выводы

1) Возрастание коэффициента асимметрии $V_n(E)$ в угловом распределении нейтронов от поглощения μ^- -мезонов ядрами кальция и серы к его предельному значению с увеличением энергии нейтронов E , впервые обнаруженное в ЛЯП ОИЯИ, противоречит расчетам на основе теории УВФ.

2) Результаты исследования углового распределения нейтронов являются подтверждением с высокой степенью достоверности вывода теории УВФ о несохранении пространственной четности в μ^- -захвате.

3) Вывод о большом вкладе нейтронов высокой энергии находится в качественном согласии с современными представлениями о наличии протяженного импульсного распределения протонов в ядре, которое не описывается моделями независимых частиц.

4) Если считать, что максимум в спектре нейтронов прямого процесса расположен приблизительно там, где его предсказывает модель оболочек^{/8/} (и, независимо, модифицированная модель ферми-газа^{/10/}), полученная из опыта дифференциальная вероятность испускания при μ^- -захвате в кальции нейтронов прямого процесса в области $E \lesssim 15$ Мэв находится в количественном согласии с расчетами по модели оболочек^{/8/}. Этот факт находится в соответствии с областью (по E) применимости такой модели.

5) Независимо от каких-либо моделей ядра, но только из общей схемы теории ядерного μ^- -захвата, приводящей к формуле (4) для $V_n(E)$ (при $E < 50$ Мэв) следует, что имеет место подавление вклада фермиевского перехода по отношению к вкладу гамов-тэллеровского перехода по крайней мере в 7 раз, независимо от E и величина ϵ_p/ϵ_A определяется (13).

6) Если при анализе учитывать пределы для $V_n(E)$ при $E > 50$ Мэв, то получается, что формула (4) не может описать полученную из эксперимента функцию $V_n(E)$ ни при каком одинаковом для всех E значении ϵ_p/ϵ_A . Это утверждение следует рассматривать как предположительное, несмотря на то, что в его пользу говорят также и очень большое значение ϵ_p/ϵ_A , следующее из (13); это значение значительно больше тех, которые необходимы для интерпретации других опытов в μ^- -захвате^{/35/}.

7) Если имеет место условие факторизации (6), то

а) для констант ϵ_p и ϵ_A имеют место пределы (14) при $E < 50$ Мэв;
б) при учете области с $E > 50$ Мэв формула (7) для $a(E)$ не может описать полученную из опыта функцию $a(E)$ во всем интервале энергии при одних и тех же значениях ϵ_p и ϵ_A ;

в) функция $\beta(E)$ для случая μ^- -захвата в Ca^{40} имеет вид, отличный от того, который следует из расчетов^{/8/} по модели оболочек. Это, по-видимому, связано с грубостью некоторых приближений, сделанных в^{/8/} и, в частности, с пренебрежением зависимостью коэффициента в мнимой части оптического потенциала от энергии E .

8.) В настоящее время не известны ядерные механизмы, приводящие к подавлению вклада фермиевского перехода, т.е. нарушению условия факторизации (6) при высоких энергиях нейтронов или эффективному увеличению ϵ_p .

Поиски таких механизмов, а также тщательное экспериментальное исследование явлений, ими обусловленных, крайне необходимы, так как отсутствие этих механизмов означало бы неприменимость теории УВФ к количественному описанию углового распределения нейтронов высокой энергии от μ^- -захвата ядрами.

9) Необходимо дальнейшее экспериментальное исследование углового распределения нейтронов в более широком диапазоне энергии нейтронов E и для большего числа ядер.

Особенно интересным было бы исследование коэффициента асимметрии при $E > 50$ Мэв. Если при этой энергии $V_n(E)$ будет близким к -1, то это может означать, что формула (4), следующая из общей схемы теории ядерного μ^- -захвата, либо неверна, либо имеет место зависящая от E ядерная перенормировка формфакторов.

Л и т е р а т у р а

1. И.С. Шапиров, Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долянский. ДАН СССР, 116, 948 (1957); Nucl. Phys. 4, 273 (1957).
2. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 33, 308 (1957).
3. K.Huang, C. Yang, T.Lee. Phys. Rev., 108, 1340 (1957).
4. H.Uberall. Nuovo Cimento, 6, 533 (1957).
5. L.Wolfenstein. Nuovo Cimento, 7, 706 (1958).
6. Э.И. Долянский, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 35, 1488 (1958); Э.И. Долянский. Диссертация (1959).
7. H. Primakoff. Rev. Mod. Phys., 31, 802 (1959). J.R.Luyten, H.Rood, H.Tolhoek. Nucl. Phys., 41, 236 (1962). J.R.Luyten, H.Tolhoek. Nucl. Phys., 70, 641 (1965).

8. М.К. Акимов, Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский. ЖЭТФ, 39, 1806 (1960).
9. W.Majewski. Acta Phys. Polon., 12, 525 (1960).
10. E.Labkin. Ann. of Phys., 11, 414 (1960).
11. A.Astbury, I.Blair, M.Hussain, M.Kemp, H.Muirhead, R.Voss. Phys. Rev. Lett., 3, 476 (1959).
12. A.Astbury, J.Bartley, I.Blair, M.Kemp, H.Muirhead, T.Woodhead. Препринт (1962).
13. V.Telegdi. Roc of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, p. 713 (1960).
14. В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В. Куш, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М. Шимчак. ЖЭТФ, 41, 306 (1961); Acta Phys. Polon. 21, 313 (1962).
15. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Чжан Жунь-ва, М. Шимчак. Труды международной конференции по физике высоких энергий в Женеве, стр. 425 (1962).
16. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Чжан Жунь-ва, М. Шимчак. Phys. Lett., 6, 332 (1963).
17. В.С. Евсеев, Ф. Кильбингер, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М. Шимчак. Доклад на международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964).
18. E.Anderson, J.Rothberg. Bull. Amer. Phys. Soc., 10, 80 (1965).
19. E. Anderson . Диссертация, NEVIS-136 (1965).
20. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Чжан Жунь-ва, М. Шимчак. Препринт ОИЯИ Е-2517, Дубна 1966. Ядерная физика (в печати) .
21. В.С. Евсеев, Ф. Кильбингер, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М. Шимчак. Препринт ОИЯИ Е-2516 Дубна 1966; Ядерная физика (в печати).
22. Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский. ЖЭТФ, 41, 1968 (1961).
23. М.Л. Иовнович, В.С. Евсеев. Phys. Lett. , 6, 333 (1963).
24. R. Klein, T.Neal, L.Wolfenstein, Phys. Rev. 138, 1386 (1965).
25. В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В. Куш, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М. Шимчак. ПТЭ, № 1, 68 (1961); Acta Phys. Polon., 12, 675 (1960).
26. E.Clementel, G.Puppi. Nuovo Cimento, 5, 505 (1948).
27. J.Taylor. Reports on Progress in Phys., 27, 407 (1964).
28. H.Tolhock. "Selected Topics in Nucl. Theory", JAEA, Vienna, p. 334 (1963).
29. A.Fujii, H.Primakoff. Nuovo Cimento, 12, 327 (1959).
30. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 34, 463 (1958).
31. R.Garwin, L.Lederman, M.Weinrich. Phys. Rev. 105, 1415 (1957).
32. D.Hagge, J.Baijal, J.Diaz, S.Kaplan, R.Pyle. Препринт (1965). ; Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 9, 725 (1964).
33. V.Macdonald, J.Diaz, S.Kaplan, R.Pyle. Phys. Rev., 139, B 1253 (1965).
34. K.Gottfried. Ann. of Phys., 21, 29 (1963).
35. В.С. Евсеев. Лекция на весенней школе физиков. Ереван, май 1965 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1966 г.

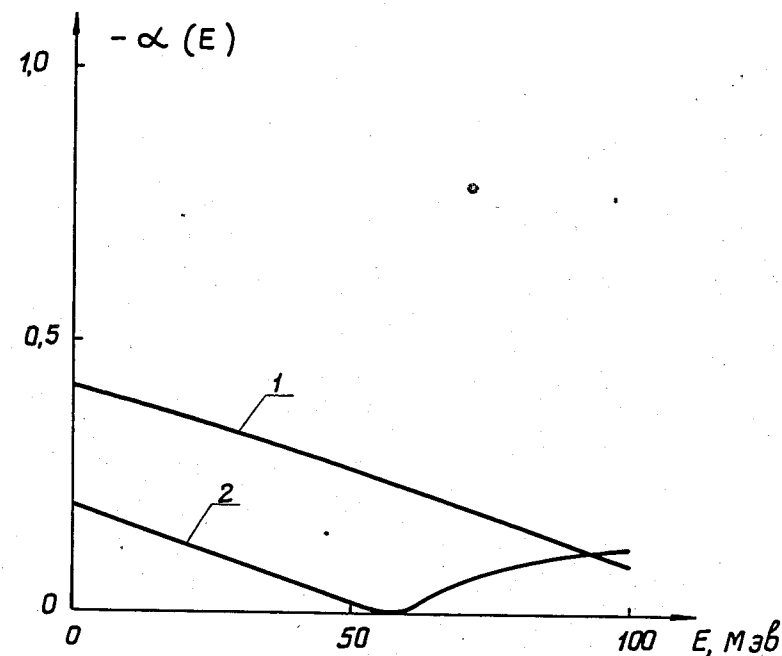


Рис. 1. Теоретическая зависимость коэффициента асимметрии $\alpha(E)$ от энергии нейтрона E . 1 - без релятивистских поправок, 2 - с релятивистскими поправками.

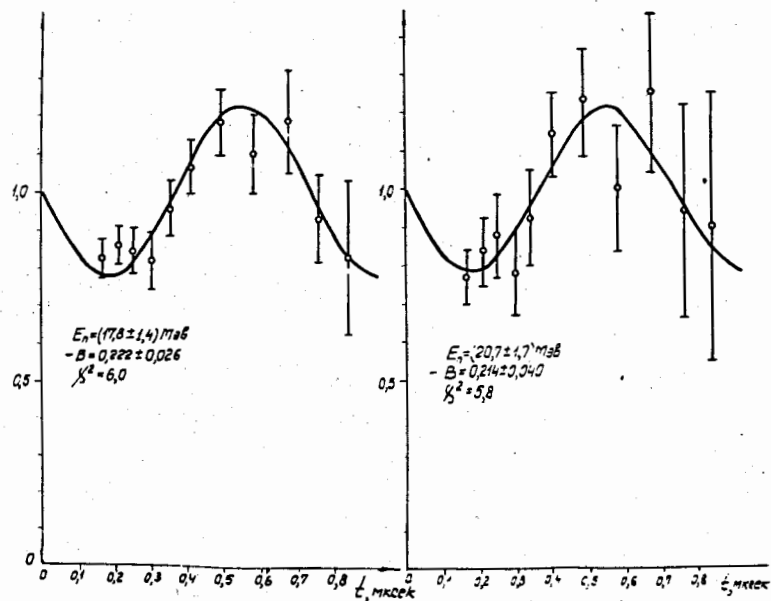
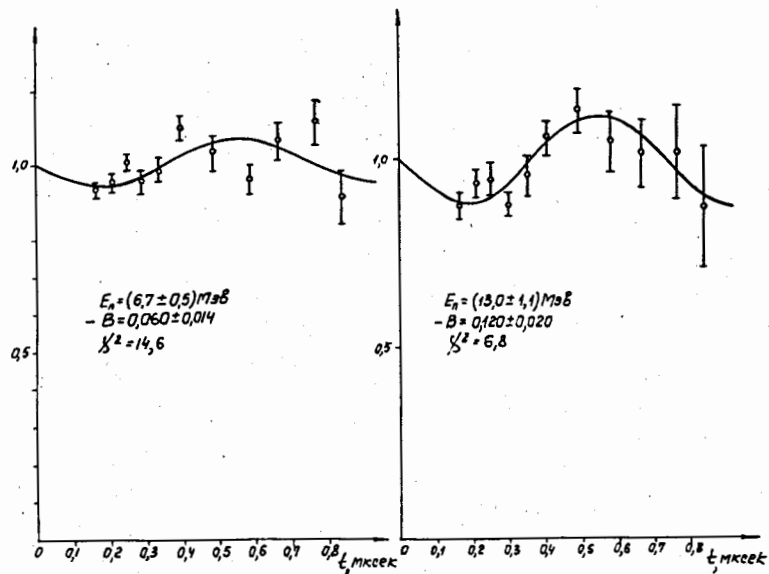


Рис. 2. Кривые прецессии для некоторых E_n . На всех графиках по оси ординат отложена величина $\frac{N1 - C}{N0 \exp [t_1 / \tau_{Cn}]}$.

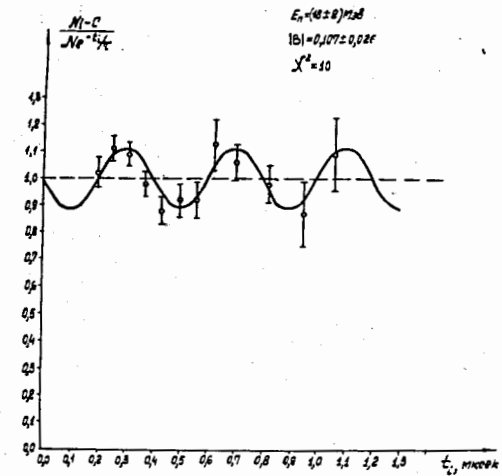


Рис. 3. Кривая прецессии для нейтронов от μ^- -захвата в сере.

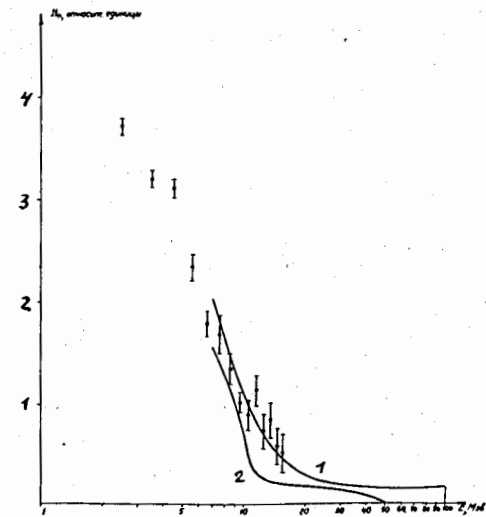


Рис. 4. Дифференциальный спектр нейтронов. Кривые 1 и 2 соответствуют двум пределам для спектра, следующим из анализа дифференциального спектра протонов отдачи /20/. Точками обозначены данные работы /32/.

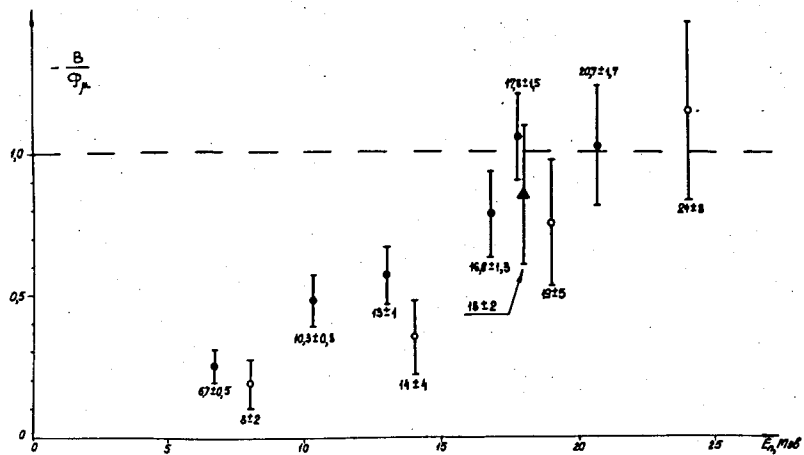


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных по измерению интегрального коэффициента асимметрии $V(E_n)/\Phi_\mu$. Черные сплошные кружки - работа /20/, светлые кружки - работа /18/, черный сплошной треугольник - работа /21/, цифры около точек обозначают $E_n \pm \Delta E_n$.

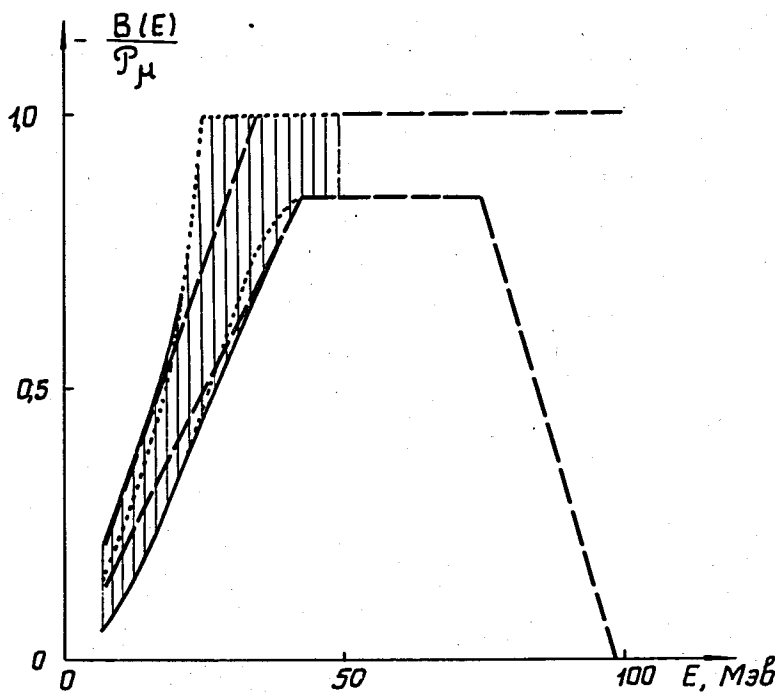


Рис. 6. Дифференциальный коэффициент асимметрии $V(E)/\Phi_\mu$. Пунктирной линией изображен интервал, полученный при использовании спектра 1 (рис. 4), а точками - спектра 2.

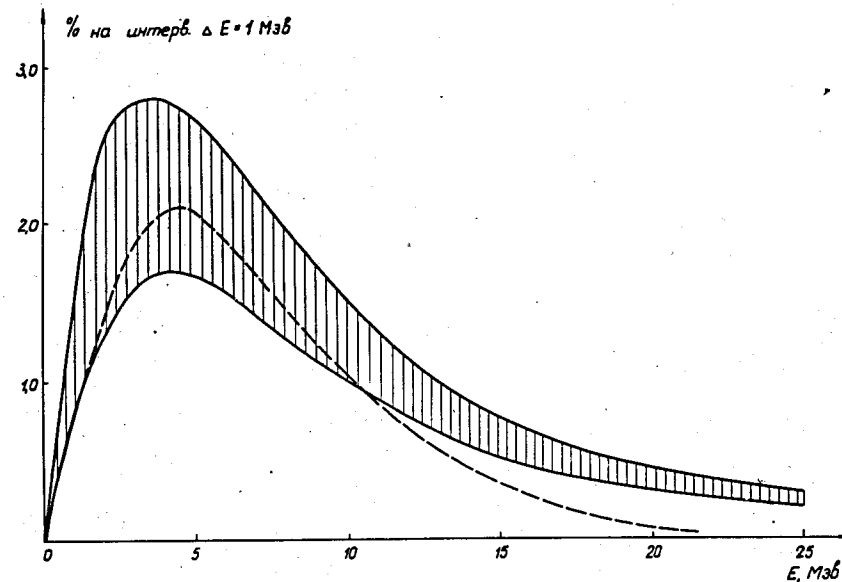


Рис. 7. Абсолютная вероятность испускания нейтронов прямого процесса. Заштрихованная область - эксперимент, пунктирная кривая - спектр из работы /8/.

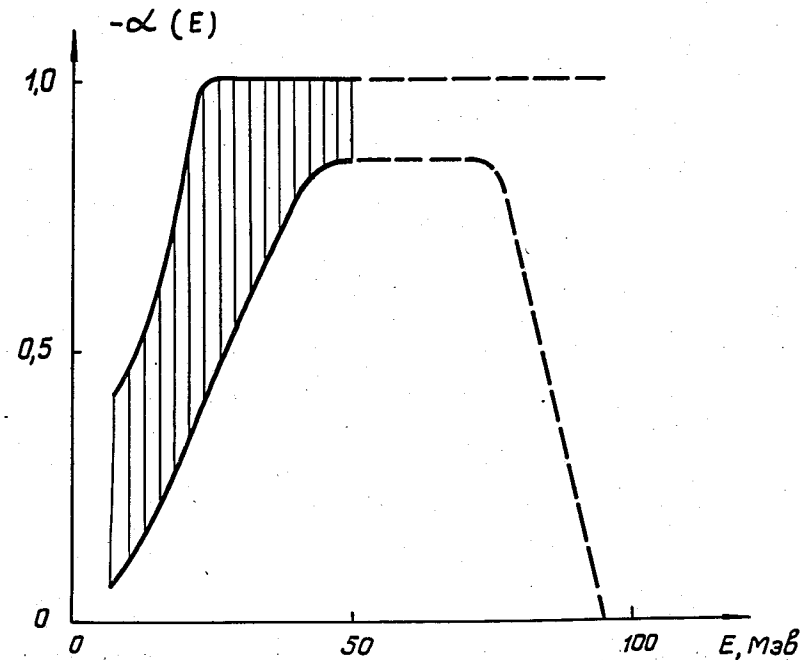


Рис. 8. Интервал для функции $\alpha(E)$.

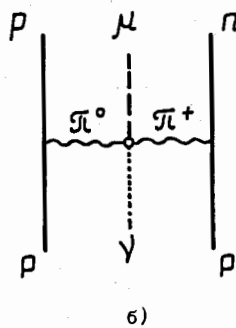
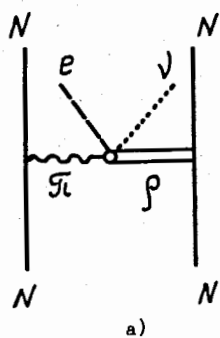


Рис. 9.