

И-185

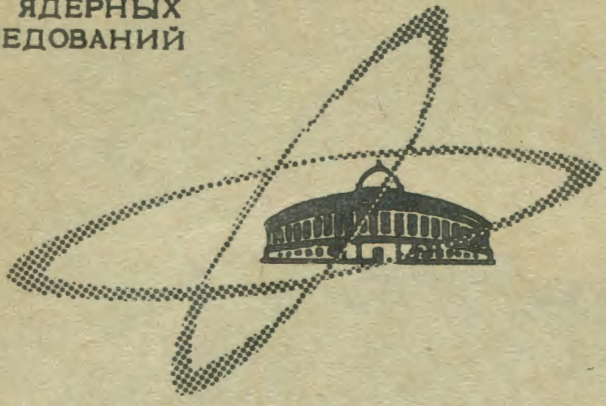
ЯФ, 1969, т. 10, в. 1,
с. 47-50

20/1-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4185 e



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

А.И.Иваненко, В.И.Луциков, Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро

О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
ДЕЙТЕРИЯ, АЗОТА И ЛАНТАНА

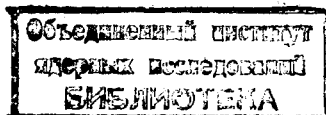
1968

РЗ - 4185

А.И.Иваненко, В.И.Лушиков, Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро

О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
ДЕЙТЕРИЯ, АЗОТА И ЛАНТАНА

Направлено в ЯФ



7644/2 ш.

Необходимость опытов с поляризованными нейтронами и поляризованными дейтонами обусловлена тем, что из экспериментов с неполяризованными частицами невозможно однозначное определение дублетной a_2 и квартетной a_4 длин $n-d$ рассеяния. Действительно, эксперименты /1-5/ дали два альтернативных набора длин рассеяния, в одном из которых $a_4 > a_2$, в другом, наоборот, $a_2 > a_4$.

Выбор правильного набора возможен путем измерения полного сечения σ_{tot} поляризованных нейтронов на поляризованных дейтонах, поскольку оно чувствительно к знаку разности длин рассеяния $a_4 - a_2$. Для произвольного ядра со спином I :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{tot}^0 - \sigma_p f_N f_n^0 \quad (1)$$

$$\sigma_p = 4\pi I(2I+1)^{-1} (a_-^2 - a_+^2) + 1(2I+1)^{-1} (\sigma_{e-} - \sigma_{e+}), \quad (2)$$

где σ_{tot}^0 - сечение в отсутствие поляризаций, f_N и f_n^0 - поляризация мишени и падающих нейтронов, σ_p - поляризационное сечение, a_{\pm} и $\sigma_{e\pm}$ - длина рассеяния и сечение захвата в состоянии $J_{\pm} = I \pm \frac{1}{2}$.

Подставляя в (2) значения $a_- \equiv a_2$ и $a_+ \equiv a_4$ из /5/ и учитывая, что для дейтона $I=1$ и $\sigma_e \approx 0$, получим для поляризационного сечения дейтерия $\sigma_p = -1,58 \pm 0,03$ б при $a_4 > a_2$ и $\sigma_p = +2,58 \pm 0,04$ б при $a_4 < a_2$. Соответственно, эти два пред-

положения приводят к экспериментально измеряемому эффекту пропускания, различающемуся знаком:

$$\epsilon = \frac{T_{\Pi} - T_A}{T_{\Pi} + T_A} = \frac{1}{2} (1 - \phi) f_n^0 t f_{N n} \sigma_p t, \quad (3)$$

где T_{Π} и T_A - пропускания мишени при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризаций нейтронов и дейтонов, ϕ - эффективность переворота нейтронной поляризации спиновым ротатором, n - число дейтонов в единице объема мишени, t - ее толщина. Для мишени, содержащей различные ядра, в (3) величину $f_{N n} \sigma_p$ надо заменить суммой $\sum_i (f_N^{(i)} \sum_p \sigma_p^{(i)})$, где $f_N^{(i)}$ и $\sum_p \sigma_p^{(i)} = n_i \sigma_p^{(i)}$ - поляризация и макроскопическое поляризационное сечение ядер i - сорта.

Это рассмотрение справедливо для области энергий, в которой ядра дейтерия можно считать свободными, в частности, для резонансных нейтронов. При энергии нейтронов ниже 1 эв на рассеяние влияют химическая связь атомов дейтерия и интерференционные эффекты на кристаллической решетке. Энергетический ход поляризационного сечения в этом случае определяется структурой кристалла и имеет довольно сложный характер. Ниже энергии брэгговского обрезания ослабление пучка определяется некогерентным рассеянием, и поляризационное сечение одинаково для обоих наборов длин рассеяния и для полностью связанного дейтона равно $\sigma_p = +1,12 \pm 0,02$ б.

Первые измерения эффекта пропускания ϵ были выполнены нами в 1966 г. /6/ на пучке нейтронов от импульсного быстрого реактора ОИЯИ, поляризованном пропусканием через поляризованную протонную мишень /7/, с использованием динамически поляризованной дейтонной мишени на основе монокристалла дейтерированного лантан-магниевого нитрата $(Nd_{0,005}^{142} La_{0,995})_2 Mg_3 (NO_3)_{12} 24D_2O$ /8/.

Однако в этом эксперименте наряду с дейтерием поляризовались также ядра азота, лантана и примесного водорода. Анализ результатов, проведенный в /6/, показал, что наблюдавшийся эффект в основном обусловлен дейтонами. На основании этого и знака ϵ было заключено, что квартетная длина больше дублетной. Учитывая важность вопроса о длинах

n - d рассеяния для ядерной проблемы трех тел, мы решили повторить измерения с улучшенной методикой и в отсутствие поляризации ядер азота (согласно /6/, азот вносит наибольшую поправку в эффект). В настоящей статье сообщаются результаты этого повторного опыта.

Экспериментальная установка, описанная в /6/, была усовершенствована: 1) эффективность спинового ротатора аккуратно измерена и увеличена до $-0,91 \pm 0,01$; 2) время реверса поляризации нейтронов сокращено в 50 раз; соответственно, сокращена длительность счетного интервала до 40 сек, что позволило сильно уменьшить систематические ошибки; 3) увеличена чувствительность спектрометра ЯМР дейтонов, что позволило уверенно наблюдать неусиленный сигнал дейтонов; 4) создана аппаратура для подавления поляризации азота путем насыщения ЯМР азота с частотной модуляцией на глубину около 1 Мгц; 5) создана полностью автоматизированная система накопления информации; 6) улучшена стабильность поляризованной протонной мишени. Нейтроны регистрировались детектором из 44-х стандартных обогащенных борных счетчиков, установленным на расстоянии 19,5 м от активной зоны реактора.

Экспериментальные значения эффекта пропускания ϵ , нормированные на эффективность спинового ротатора и нейтронную поляризацию (последняя была равна 0,67 при энергии выше 1 эв и увеличивалась до 0,98 при 0,01 эв), представлены на рис. 1. Точки, изображенные светлыми кружками, получены в отсутствие поляризации ядер азота (чистое время набора статистики $t = 10$ часов), темные точки получены в измерениях без насыщения ЯМР азота ($t = 5$ часов). На этом же рисунке представлены значения эффекта пропускания $\epsilon^{\text{ш}}$, полученные с рабочими значениями поляризаций протонов и дейтонов, но с пучком нейтронов, деполаризованным стальным шиммом толщиной 4 мм. Этот контрольный опыт проведен для демонстрации отсутствия заметной аппаратурной асимметрии.

На рис. 2 (кривая 1) представлено макроскопическое поляризационное сечение Σ_p^{H} водорода, содержавшегося в количестве $\sim 0,5\%$ в кристалле дейтонной мишени. Поляризация протонов в режиме настройки на максимум дейтонной поляризации не превышает 5-10%, поэтому вклад водорода в эффект пропускания в резонансной области не существен.

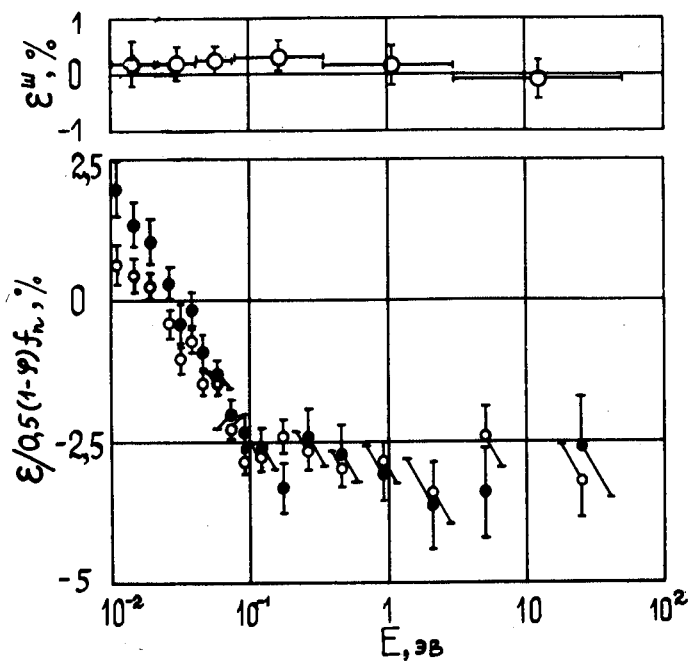


Рис.1. Эффект пропускания поляризованных (нижний рисунок) и неполяризованных нейтронов (верхний рисунок) через поляризованную дейтериевую мишень толщиной 3,35 см.

Вклад лантана в эффект пропускания может быть уточнен по сравнению с /6/, так как в недавно появившейся работе /9/ показано, что полное сечение лантана до энергии ~ 40 эв почти полностью обусловлено отрицательным резонансом при энергии $E_0 = -37,5$ эв (спин его неизвестен). Вычисленные из параметров этого резонанса полное и захватное макроскопические поляризационные сечения лантана Σ_P^{La} в различных предположениях относительно спина указанного резонанса представлены на рис. 2 (кривые 2,3,4).

Так как поляризация ядер лантана не может превышать поляризацию дейтронов более, чем в $(I_{La} + 1) / (I_D + 1) = 2,25$ раза, то ясно, что знак эффекта ϵ в резонансной области энергий определяется поляризационным сечением дейтерия. Наблюдавшийся эффект пропускания является отрицательным в резонансной области (рис. 1), следовательно, $\sigma_p < 0$ и $a_4 > a_2$, что находится в полном согласии с /6/.

Ход экспериментального эффекта пропускания (рис. 1) позволяет сделать заключение о знаке поляризационного сечения лантана. На рис. 2 приведено макроскопическое поляризационное сечение дейтерия Σ_P^D для набора с $a_4 > a_2$, ход которого ниже 1 эв рассчитывался в различных предположениях о знаке Σ_P^{La} и величине f_N^{La} . Как видно из рисунка (кривая 6), в случае отрицательного значения Σ_P^{La} поляризационное сечение дейтерия уже при энергии 0,01 эв приближалось бы к некогерентному поляризационному сечению на связанном дейтоне $\Sigma_{p,inc}^D = +43,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что означало бы отсутствие когерентного члена в Σ_P^D (он противоположен по знаку некогерентному члену). Следующие обстоятельства противоречат такому ходу Σ_P^D . Во-первых, в нашем эксперименте наблюдались сильные когерентные эффекты на кристаллической структуре мишени вплоть до энергии 0,005 эв, поэтому когерентный член в Σ_P^D отнюдь не мал. Во-вторых, измерения полного сечения на водородосодержащем кристалле /10/ показали, что поляризационное сечение достигает предельного значения на связанном протоне при энергии около 0,001 эв. По-видимому, к действительности ближе кривая 7, полученная в предположении $\Sigma_P^{La} > 0$, откуда следует, что спин резонанса лантана при $E_0 = -37,5$ эв равен $J = 1 - \frac{1}{2} = 3$.

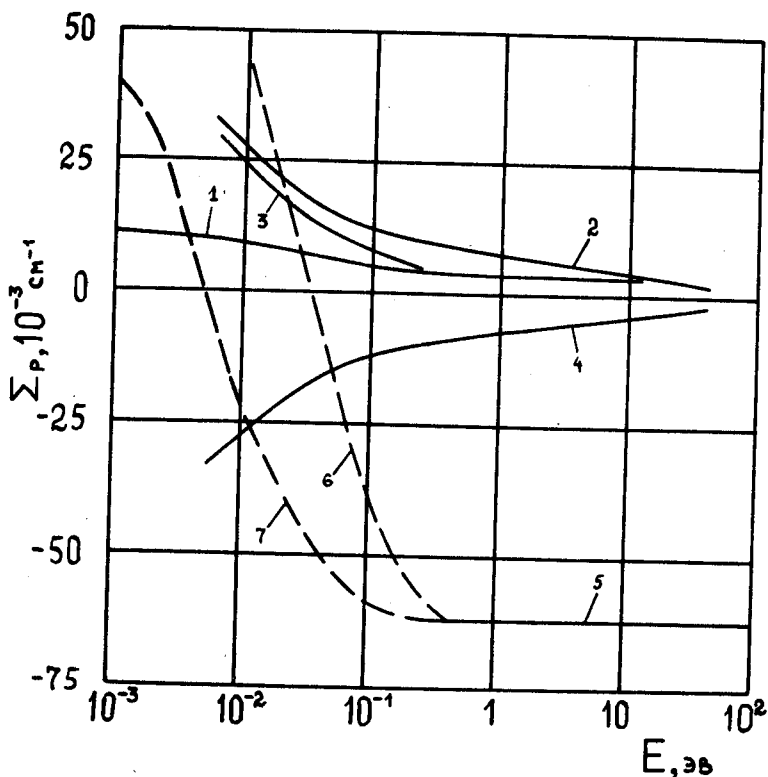


Рис.2. Макроскопическое поляризационное сечение Σ_p различных ядер, содержащихся в кристалле дейтронной мишени: 1 - водород, примесь в количестве 0,5%; 2 - лантан, полное сечение для $\beta=3$ без учета кристаллических эффектов; 3 - лантан, захват для $\beta=3$; 4 - лантан, полное сечение для $\beta=4$ без учета кристаллических эффектов; 5 - дейтерий, полное сечение для $a_4 > a_2$; 6 - дейтерий, получено из экспериментального эффекта пропускания в предположении $\Sigma_p^{La} < 0$ и $f_N^D / f_N^{La} = 1$ (при $f_N^{La} / f_N^D = 2,25$ кривая идет еще более круто); 7 - дейтерий, до энергии 0,01 эв получено из экспериментального эффекта ϵ в предположении $\Sigma_p^{La} > 0$ и $f_N^{La} / f_N^D = 2,25$ (в этом предположении $f_N^D = 0,181 \pm 0,012$), в интервале энергий 0,001-0,01 эв кривая получена экстраполяцией к $\Sigma_{p,inc}^D$.

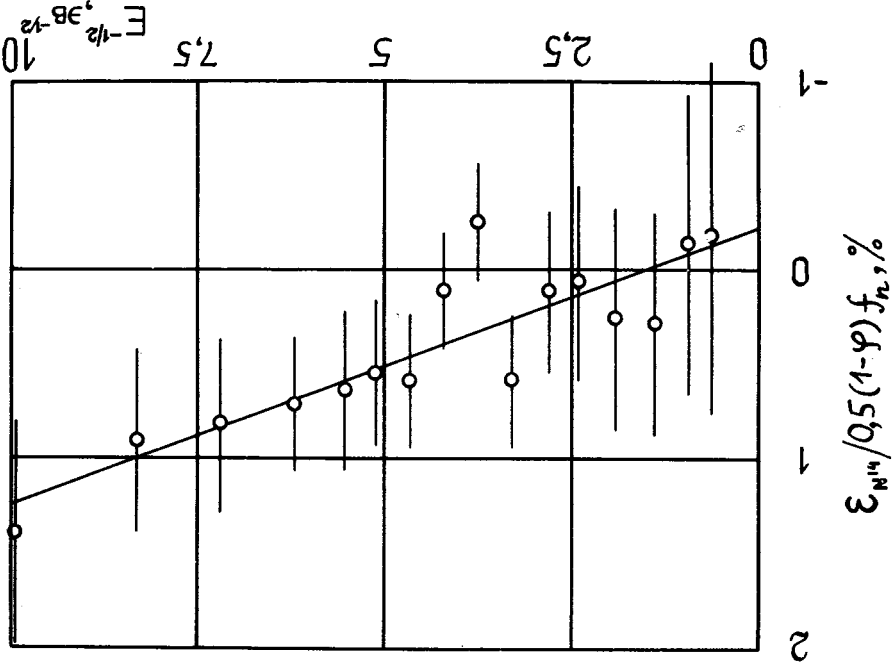


Рис.3. Эффект пропускания азота в функции $E^{-1/2}$. Прямая линия, проведенная через точки методом наименьших квадратов, описывается уравнением $\epsilon_{N_{14}}/0,5(1-\phi) f_{n_2} = (-0,22 + 0,14 E^{-1/2})$, где E - в зв.

Эффект пропускания на поляризованных ядрах азота, полученный вычитанием экспериментальных данных, изображенных на рис. 1 черными и светлыми кружками, показан на рис. 3. В резонансной области энергий не наблюдается заметного эффекта, обусловленного рассеянием, что, казалось бы, указывает на незначительную степень поляризации ядер азота. Однако наличие эффекта в тепловой области и наблюдение сигнала ЯМР азота противоречат этому объяснению. В некоторой мере эффект в резонансной области мог скомпенсироваться различием поляризаций дейтронов и ядер лантана в измерениях с насыщением и без насыщения ЯМР азота, наблюдавшимся в эксперименте. Нам представляется, что противоречие все же остается, что указывает на меньшее значение поляризационного сечения азота, чем дают вычисления на основе значений полного сечения рассеяния ^{/11/} и когерентной длины рассеяния ^{/12/}.

Эффект на азоте в тепловой области положителен и изменяется по закону $1/v$, что следует ожидать, если он обусловлен реакцией (n, p) , идущей преимущественно по каналу со спином $J=1-\frac{1}{2}=\frac{1}{2}$. При 100%-м вкладе этого канала из величины эффекта для поляризации азота следует разумная оценка $f_N^N \approx 12\%$. Этот вывод противоречит работе ^{/13/}, где показано, что тепловое сечение реакции (n, p) на 90% определяется резонансами со спином $3/2$.

Из описанного эксперимента мы делаем окончательное заключение, что правильным является набор длин рассеяния нейтрона на дейтоне, в котором согласно ^{/5,6/} $a_4 = 6,13 \pm 0,04$ и $a_2 = 0,15 \pm 0,05$ ферми.

Выводы относительно спиновой зависимости взаимодействия нейтрона с ядрами азота и лантана являются предварительными и нуждаются в проверке.

Л и т е р а т у р а

1. E.Fermi, L.Marshall. *Phys. Rev.* 75, 579 (1949).
2. R.E.Donelson et al. *Bull. Am.Phys. Soc.*, 11, 741 (1966).
3. D.G.Hurst, J.Alcock. *Can.J.Phys.*, 29, 36 (1951).
4. W.Gissler, Z.Krist, 118, 149 (1963).

5. W.Bartolini et al. *Phys. Rev.*, 174, 313 (1968).
6. V.P.Alfimenkov et al. *Phys. Lett.*, 24B, 151 (1967).
7. P.Draghicescu et al. *Phys. Lett.*, 12, 334 (1964).
8. В.И. Лушиков, Ю.В. Таран, А.И. Франк. Письма в ЖЭТФ. 1, 21 (1965).
9. H.Shwe et al. *Phys. Rev.*, 159, 1050 (1967).
10. Ю.В. Таран. Препринт ОИЯИ 3221, Дубна (1967).
11. E.Melkonian. *Phys. Rev.*, 76, 1750 (1949).
12. R.E.Donelson et al. *Bull. Am. Phys., Soc.*, 8, 477 (1963).
13. А.А. Бергман. Труды ФИАН 24, 169 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

4 декабря 1968 года.